Lebensdauern und magnetische Momente von angeregten Zuständen in den geraden Kupferisotopen Cu^{62}, Cu^{64} und Cu^{66}

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

vorgelegt von

Wolfgang Ribbe

aus Stolpmünde

- Februar 1972 -

1. Gutachter : Prof. Dr. K.H. Lindenberger

2. Gutachter : Prof. Dr. D. Quitmann

Tag der mündlichen Prüfung : 17.März 1972

Lebensdauern und magnetische Momente von angeregten Zuständen in den geraden Kupferisotopen Cu^{62}, Cu^{64} und Cu^{66}

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

vorgelegt von

Wolfgang Ribbe

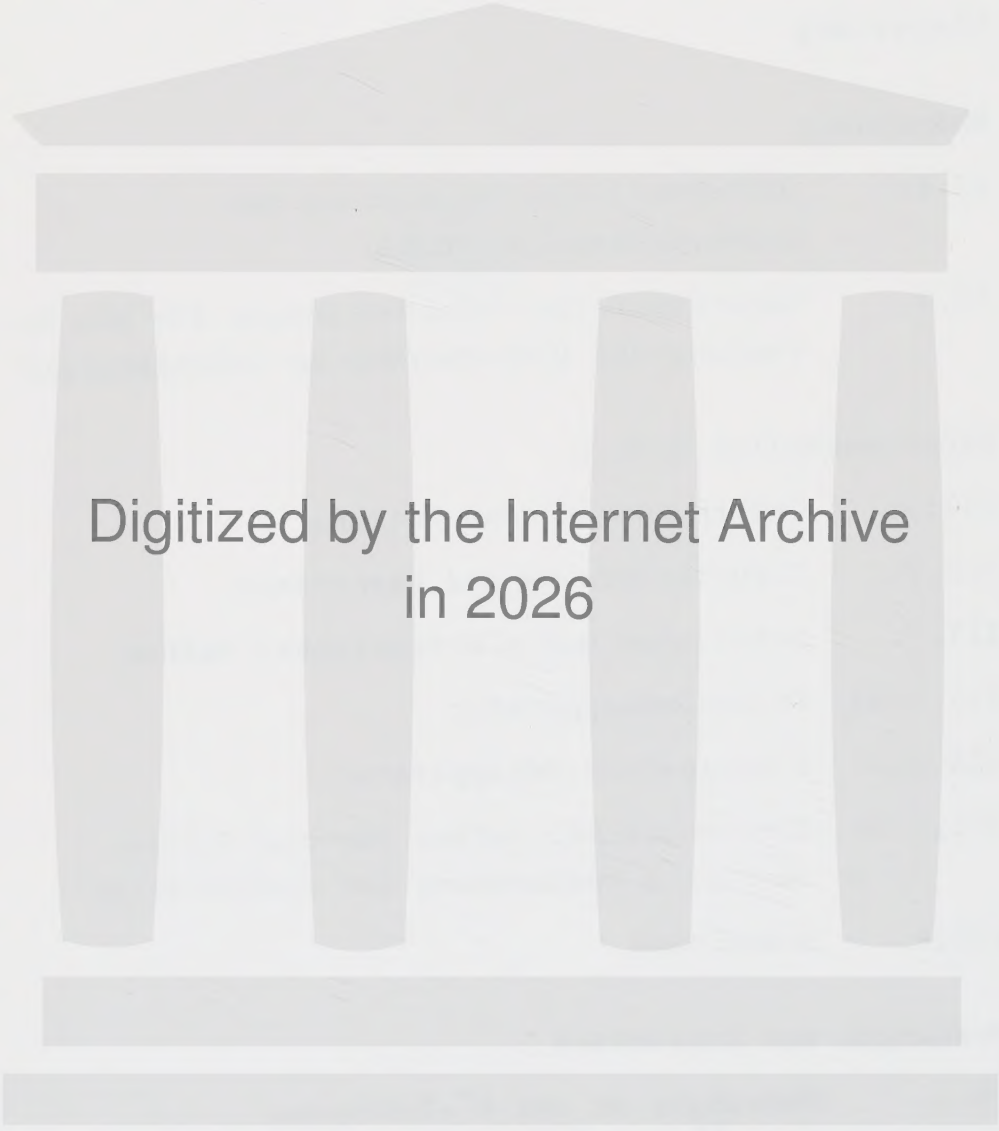
aus Stolpmünde

- Februar 1972 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
	Zusammenfassung	1
I.	Einleitung	3
II.	Meßprinzip	5
II.1.	Differentielle Beobachtung der Larmorpräzession (DDCA)	5
II.2.	Experimentelle Voraussetzungen für die Anwendung der DDCA-Methode am Beschleuniger	7
III.	Experimenteller Aufbau	9
III.1.	Teilchenstrahl und Pulsung	9
III.2.	Targetanordnung und Magnetfeld	9
III.3.	Detektoren und elektronischer Aufbau	11
III.3.a)	Koinzidenzapparatur	11
III.3.b)	Energie-Zeit-Meßapparatur	16
III.3.c)	Elektronischer Aufbau für die differentielle Beobachtung der Spinrotation	17
III.4.	Auswertung	18
IV.	Messungen und Ergebnisse	19
IV.1.	Messungen an den 6^--Zuständen in Cu^{64} und Cu^{66}	19
IV.1.a)	Auswahl der Reaktionen	19
IV.1.b)	Niveauschemata von Cu^{64} und Cu^{66}	20
IV.1.c)	Lebensdauer und magnetisches Moment des 6^--Zustandes bei 1154 keV im Cu^{66}	26


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0005

IV.1.d) Lebendsdauer und magnetisches Moment des 6^--Zustandes bei 1594 keV im Cu^{64} 30

IV.2. Messungen am Cu^{62} 33

IV.2.a) Auswahl der Reaktionen und das Niveauschema 33

IV.2.b) Lebensdauern des 2^+-Zustandes bei 41 keV und des 3^+-Zustandes bei 390 keV 35

IV.2.c) Spinpräzessionsmessungen am 390 keV-Niveau von Cu^{62} im paramagnetischen und im ferromagnetischen Nickel 38

IV.2.d) Spinrotationsmessungen am 41 keV-Niveau von Cu^{62} 42

V. Diskussion der Meßergebnisse 46

V.1. Cu^{64} und Cu^{66} 46

V.1.a) Niveauschemata von Cu^{64} und Cu^{66} 46

V.1.b) Vergleich der gemessenen Lebensdauern der 6^--Zustände in Cu^{64} und Cu^{66} mit den Weisskopf-Abschätzungen 48

V.2. Cu^{62} 51

V.2.a) Spin des 390 keV-Niveaus und Multipolcharakter der beobachteten γ-Übergänge 51

V.2.b) Vergleich der Lebensdauern des 41 keV- und des 390 keV-Niveaus im Cu^{62} mit Weisskopf-Abschätzungen und Übergängen innerhalb reiner Umkopplungsmultipletts 53

V.3. Vergleich der gemessenen magnetischen Momente mit Vorhersagen verschiedener Modellrechnungen 55

V.3.a) Das Schalenmodell unabhängiger Teilchen 56

V.3.b) Die Kopplung effektiver magnetischer Momente 58

V.3.c) Mischungskonfigurationen der Seniorität 2 60

V.3.d) Das Schalenmodell mit δ-Restwechselwirkung (Noya, Arima und Horie) 62

V.4. Die Dämpfung der Anisotropie der verzögert emittierten γ-Strahlung von Cu^{62} 66

Anhang: Übergangswahrscheinlichkeit innerhalb von Umkopplungsmultipletts 70

Literaturverzeichnis 76

Zusammenfassung

Mit der Methode der differentiellen Beobachtung der Larmorpräzession wurden magnetische Momente angeregter isomerer Zustände in geraden Kupferkernen bestimmt und gleichzeitig die Lebensdauern dieser Niveaus gemessen. Die Erzeugung angeregter Cu^{64}- und Cu^{66}-Kerne erfolgte am Berliner 7 MeV-van-de-Graaff-Generator durch die (d,p)-Reaktionen am natürlichen Isotopengemisch Kupfer, die der Cu^{62}-Kerne durch die Reaktionen $Ni^{61}(d,n)Cu^{62}$ und $Ni^{62}(p,n)Cu^{62}$. Mittels Ge(Li)-Detektoren wurden γ-Spektren in Zeitfenstern prompt und verzögert zum Strahlimpuls registriert. Diese Spektren, ergänzt durch Koinzidenzmessungen, erlaubten es, die Niveauschemata zu vervollständigen und insbesondere die verzögerten γ-Quanten eindeutig einzuordnen.
Folgende isomere Zustände mit den Lebensdauern τ und den g-Faktoren wurden beobachtet:

$Cu^{64}(6^-, 1593.7\ keV)$: τ=29.5(1.0) ns, g=+0.176(5)

$Cu^{66}(6^-, 1154.1\ keV)$: τ=860(30) ns, g=+0.1733(5)

$Cu^{62}(2^+, 40.88\ keV)$: τ=6.7(2) ns, g=+0.661(12)

$Cu^{62}(3^+, 390.18\ keV)$: τ=16.0(3) ns, g=+0.667(4)

Die beiden 6^--Zustände wurden erstmals als Isomere erkannt und vermessen. Über die Cu^{62}-Niveaus lagen schon Angaben in der Literatur vor, die nachgeprüft und in der Genauigkeit erheblich verbessert wurden.
Die gemessenen Lebensdauern werden mit Weisskopf-Abschätzungen für den Übergang eines unpaarigen Neutrons in ungerade-ungerade Kernen und mit den Wahrscheinlichkeiten für Übergänge innerhalb reiner Umkopplungsmultipletts verglichen. Die Diskussion der magnetischen Momente wird im Schalenmodell durchgeführt, in dem sich die Dipoloperatoren von uu-Kernen durch Zusammenkoppeln der Einteilchenoperatoren ergeben. Die magnetischen Momente der einzelnen ungepaarten Nukleonen werden im Schalenmodell unabhängiger Teilchen umd im Schalenmodell mit Rest-

wechselwirkung berechnet. Außerdem werden bei der Kopplung anstelle errechneter Einteilchenwerte empirische Dipolmomente benachbarter ug- und gu-Kerne benutzt.
Befriedigende Übereinstimmung mit den gemessenen magnetischen Momenten erhält man nur für die beiden 6^--Zustände bei Verwendung empirischer Werte. Man kann daraus schließen, daß insbesondere diese beiden Zustände als relativ reine Zwei-Quasiteilchen-Zustände anzusehen sind. Für die isomeren Zustände im Cu^{62} ergibt sich keine so klare Deutung.
Die Larmorpräzession der angeregten Cu^{62}-Kerne wurde in kristallinem Nickel bei verschiedenen Targettemperaturen unterhalb und oberhalb des Curie-Punktes beobachtet.

I. Einleitung

Zur Untersuchung festkörperphysikalischer Fragen in reinem Nickel verwendeten Bleck et al. (Ble 70, BleM 71a) einen isomeren Zustand im Ni^{63} ($J^{\pi}=5/2^{-}$, $E_x=87.2$ keV, $\tau=2.48$ µs, $g=+0.301$), der durch die Reaktion $Ni^{62}(d,p)Ni^{63}$ angeregt wurde. Dieses Niveau sollte auch vom Kupfer aus durch die (d,α)Reaktion bevölkert werden können. Dadurch ließe sich einmal die Wechselwirkung des Kern-g-Faktors mit einem externen Magnetfeld allein messen, zum anderen könnte man das Hyperfeinfeld am Nickelplatz in einer Cu-Ni-Legierung mit verschiedenen Mischungsverhältnissen studieren.
Beim Beschuß von natürlichem Kupfer mit 6.45 MeV-Deuteronen trat im zweidimensionalen Energie-Zeit-Spektrum zwar eine γ-Linie mit knapp 90 keV und einer Lebensdauer von ungefähr einer Mikrosekunde auf, eine genauere Auswertung der γ-Energie und der Lebensdauer und anschließende Koinzidenzmessungen mit der verzögert emittierten γ-Strahlung ergaben jedoch, daß die Linie bei 89.14 keV liegt, eine Lebensdauer von 860 ns hat und zu einer Kaskade im Cu^{66} gehört. Ausgangsniveau der Kaskade ist ein 6^{-}-Zustand bei 1154.1 keV (Kapitel IV.1.a,b). Das gesuchte Isomer im Ni^{63} wurde nicht beobachtet.
Nach dem Schalenmodell sollte Cu^{64} ein ähnliches Niveauschema aufweisen wie Cu^{66}, beide Kerne unterscheiden sich nur um ein Neutronenpaar in der $1f_{5/2}$-Schale. Transferreaktionen in Niveaus der beiden Kerne (DaeP 69) bestätigten die Ähnlichkeit im allgemeinen. Im besonderen wurden in Cu^{64} Zustände negtiver Parität mit Spins zwischen 3 und 6 beobachtet, Zustände also, die zum Umkopplungsquadruplett eines $p_{3/2}$-Protons und eines $g_{9/2}$-Neutrons gehören. Eine eindeutige Spinzuordnung war aber nicht bekannt. Koinzidenz- und Lebensdauermessungen von verzögert emmitierten γ-Quanten ermöglichten den Nachweis, daß der gesuchte 6^{-}-Zustand im Cu^{64} bei einer Anregungsenergie von 1593.7 keV liegt (Kapitel IV.1.a,b).

Von beiden 6^--Zuständen wurden mit der Methode der differentiellen Beobachtung der Larmorpräzession die magnetischen Momente bestimmt (Kapitel IV.1.c,d) und die gemessenen Werte mit Vorhersagen des Schalenmodells verglichen (Kapitel V.3.). Isomere Zustände in uu-Kupferkernen lagen außerdem in Cu^{62} bei E_x=4o.88 keV und bei E_x=39o.18 keV vor. Sie wurden ebenfalls untersucht und im gleichen Rahmen diskutiert.
Bei ungerade-ungerade Kernen ist im allgemeinen die Übereinstimmung zwischen den experimentellen Werten und den Zwei-Teilchen-Schmidt-Werten besser als bei Kernen mit ungerader Massenzahl, da die Korrekturen zum Dipoloperator für Proton und für Neutron meist entgegengesetztes Vorzeichen haben. Dies gilt insbesondere, wenn die beiden ungepaarten Nukleonen denselben Schalen angehören, da sich dann die Korrekturen gegenseitig aufheben. Führt man effektive Operatoren für die Einteilchenmomente ein, so lassen sich auch Gruppen von magnetischen Momenten von Einteilchenzuständen mit demselben Operator gut beschreiben (RanB 71).
Magnetische Momente von uu-Kernen um A=70 werden bisher durch kein Modell hinreichend erklärt, da hier die Korrekturen zum Dipoloperator für Proton und für Neutron zwar meist entgegengesetztes Vorzeichen haben, ihre absolute Größe jedoch verschieden voneinander ist. Die beste Übereinstimmung erhält man zwischen Experiment und Theorie mit den empirischen Werten aus benachbarten Kernen ungerader Nukleonenzahl. Abweichungen können davon herrühren, daß ein einzelnes Nukleon den Kernrumpf anders aufweicht als ein Proton-Neutron-Paar. Ein Ziel dieser Arbeit war es, zu prüfen , inwieweit solche Schalenmodell-Rechnungen richtige Voraussagen liefern.

II. Meßprinzip

II.1. Differentielle Beobachtung der Larmorpräzession (DDCA)

In der vorliegenden Arbeit wurden die magnetischen Momente angeregter Kernzustände nach der Methode der differentiellen Beobachtung der Larmorpräzession bestimmt. Diese Methode (DDCA - differential-delay-constant-angle) ist in der Literatur so oft beschrieben worden (AldS 64), daß hier eine kurze Darstellung genügt.
Ein System angeregter und bezüglich $\vec{k}_1$ ausgerichteter Kerne läßt sich, falls alle Zustände $|JM\rangle$ energetisch entartet sind, durch die zeitunabhängige Dichtematrix $\langle JM|\rho(\vec{k}_1,0)|J'M'\rangle$ beschreiben. Die Wahrscheinlichkeit $W(\vec{k}_1,\vec{k}_2,0)$, daß dieses System ein γ-Quant in die Richtung $\vec{k}_2$ abstrahlt, ist dann ebenfalls zeitlich konstant:

$$W(\vec{k}_1,\vec{k}_2,0) = W(\theta,0) = \sum_{k\,\text{gerade}} A_k(x)B_k(\gamma)P_k(\cos\theta) \quad . \tag{1}$$

In dieser Winkelkorrelationsfunktion sind $P_k(\cos\theta)$ Legendre-Polynome, $A_k(x)$ Ausrichtungskoeffizienten und $B_k(\gamma)$ Übergangskoeffizienten. Geschieht die Ausrichtung der Kerne durch eine Kernreaktion A(a,b)B, so enthält $A_k(x)$ neben den Spinfaktoren des einlaufenden Teilchens F(a) und des auslaufenden Teilchens F(b) die Übergangsmatrixelemente S(a,b) für die Reaktion.

$$A_k(x) = \sum_{\substack{\text{Spins von a}\\ \text{Spins von b}}} F(a)S(a,b)F(b) \tag{2}$$

Die Koeffizienten $A_k(x)$ können nur in den Sonderfällen bestimmt werden, in denen S(a,b) bekannt ist. Dagegen lassen sich die Koeffizienten $B_k(\gamma)$ für den elektromagnetischen Übergang schon aus den Spins des Anfangs- und des Endzustandes sowie der Multipolarität der γ-Strahlung angeben.

Stören wir nun das System der ausgerichteten und angeregten Kernzustände durch die Wechselwirkung des magnetischen Momentes μ mit einem Magnetfeld B, so wird im allgemeinen ($\mu \neq 0$) die energetische Entartung aufgehoben, und die Dichtematrix wird zeitabhängig:

$$\langle JM|\rho(\vec{k}_1,0)|J'M'\rangle \xrightarrow{-\vec{\mu}\cdot\vec{B}} \langle JM|\rho(\vec{k}_1,t)|J'M'\rangle = \langle JM|\rho(\vec{k}_1,0)|J'M'\rangle \cdot e^{+\frac{i}{\hbar}\left((\vec{\mu}\cdot\vec{B})_{M'}-(\vec{\mu}\cdot\vec{B})_{M}\right)t} \quad (3)$$

Die Korrelationsfunktion zwischen dem einlaufenden Teilchen und dem γ-Quant ändert sich dann ebenfalls mit der Zeit. Für ein zeitlich konstantes, homogenes Magnetfeld B, das senkrecht zu $\vec{k}_1$ und zu $\vec{k}_2$ liegt, erhält man

$$W(\theta,t,B) = \sum_{k\,\text{gerade}} A_k(x)B_k(\gamma)P_k(\cos(\theta-\omega_L t)) \quad (4)$$

mit der Larmorfrequenz

$$\omega_L = -\frac{g\cdot\mu_N}{\hbar}\cdot B, \qquad g=\frac{\mu}{I} \quad . \quad (5)$$

Bei der Methode der differentiellen Beobachtung der Larmorpräzession nimmt ein Detektor unter festem Winkel θ_o die γ-Zählrate als Funktion der Zeit auf. Die Spektren zeigen den exponentiellen Abfall mit der Lebensdauer τ des Niveaus und darauf die Modulation mit der Larmorfrequenz:

$$C(\theta_o,t,B) = N_o e^{-t/\tau} \sum_{k\,\text{gerade}} A_k(x)B_k(\gamma)P_k(\cos(\theta_o-\omega_L t)) \quad . \quad (6)$$

Der Index k_{max} wird durch die Form der γ-Winkelverteilung festgelegt. Bei allen in Abschnitt IV. beschriebenen Messungen wurden keine höheren Terme als k=2 beobachtet, so daß (6) vereinfacht werden kann zu

$$C(\theta_o,t,B) = N_o e^{-t/\tau}\left(1+A_2(x)B_2(\gamma)P_2(\cos(\theta_o-\omega_L t))\right) \quad . \quad (7)$$

Zur Auswertung eliminiert man den exponentiellen Abfall,

indem man die Spektren unter den Winkeln θ_o und θ_o+90° aufnimmt, ihre absoluten Zählraten aufeinander normiert und das Verhältnis

$$R(t) = \frac{C(\theta_o,t,B)-C(\theta_o+90^\circ,t,B)}{C(\theta_o,t,B)+C(\theta_o+90^\circ,t,B)} \qquad (8)$$

bildet. Bei Detektorstellung $\theta_o=0^\circ$; $\pm45^\circ$ bzw. $\pm135^\circ$ wird (8) besonders einfach:

$$R(t) = a\cdot\cos 2\omega_L t \qquad \text{für } \theta_o=0^\circ \qquad (9)$$

$$R(t) = \pm a\cdot\sin 2\omega_L t \qquad \text{für } \theta_o=\pm45^\circ \text{ bzw. } \pm135^\circ \qquad (10)$$

$$\text{mit } a = \frac{3A_2(x)B_2(\gamma)}{4+A_2(x)B_2(\gamma)} \qquad (11)$$

Aus Messungen bei beiden Winkelpaaren erhält man Larmorfrequenz ω_L und Anisotropie 2a, beide sowohl nach Betrag als auch nach Vorzeichen.

II.2. Experimentelle Voraussetzungen für die Anwendung der DDCA-Methode am Beschleuniger

Bei Teilchen-γ-Winkelkorrelationsmessungen am gepulsten Beschleuniger werden an die verwendete Kernreaktion, an Spin und Lebensdauer des angeregten Niveaus und an die Zeitstruktur des Teilchenstrahls verschiedene Bedingungen gestellt.

1. Die γ-Winkelverteilung muß anisotrop sein:
$A_2(x)B_2(\gamma)\neq0$.
Es lassen sich also nur die magnetischen Momente von Niveaus mit Spin≥1 mit der DDCA-Methode bestimmen, und außerdem darf kein Zwischenzustand den Spin 0 oder 1/2 haben, wenn das zu untersuchende Niveau allein über eine γ-Kaskade bevölkert wird.

2. Die Larmorperiode $\frac{2\pi}{\omega_L}$ darf nicht wesentlich länger als

die Lebensdauer τ des Niveaus sein:

$\omega_L \cdot \tau \geq \pi$.

Im allgemeinen läßt sich die γ-Strahlung über mehrere Lebensdauern τ beobachten. In dieser Zeit sollten die Spins mindestens einmal um π präzedieren. Läßt sich diese Bedingung nicht erfüllen, kann man mit der "integralen" Methode (AldS 64) das Produkt $\omega_L \cdot \tau$ bestimmen.

3. Der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Strahlimpulse T_o muß viel größer sein als die Lebensdauer τ:

$T_o >> \tau$.

Diese Voraussetzung verhindert Überlagerungen der Intensitätsmodulationen aus verschiedenen Strahlimpulsen, die meistens zu einer Dämpfung der Anisotropie führen. Für $T_o \leq \tau$ lassen sich die Larmorfrequenz ω_L und die Anisotropie a nach der Methode der "stroboskopischen" Beobachtung (ChrM 70) bestimmen.

4. Die Strahlimpulsbreite ΔT muß klein sein gegen die Modulationsperiode $T_M = \frac{2\pi}{2\omega_L}$:

$\omega_L \cdot \Delta T << \pi$.

Hat der Strahlimpuls ein Kastenprofil, so erfolgt bei $\Delta T = T_M$ vollständige Auslöschung der Anisotropie; hat sein Profil dagegen Gaußform mit der vollen Halbwertsbreite ΔT, so wird die Anisotropie um den Faktor $e^{-3.5(\frac{\Delta T}{T_M})^2}$ geschwächt. Bei $\Delta T = T_M$ bleibt 1/30 der Anisotropie erhalten.

III. Experimenteller Aufbau

III.1. Teilchenstrahl und Pulsung

Die Experimente wurden am 7 MeV-van-de-Graaff-Generator[+)] des Sektors Kernphysik der Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin GmbH durchgeführt. Dieser Beschleuniger lieferte einen gepulsten Teilchenstrahl mit einer zeitlichen Länge von ΔT = 3 - 8 ns und einer Wiederholzeit von 1 µsec, womit bei den Messungen am Cu^{62} und am Cu^{64} die in Abschnitt II.2. geforderten Bedingungen für den Strahl erfüllt waren. Zur Beobachtung der Spinrotation des 860 nsec-Niveaus im Cu^{66} mußte jedoch der Pulsabstand vergrößert werden. Dies geschah mithilfe eines Strahlimpulsunterdrückers (Mah 70), der durch elektrostatische Ablenkung nur jeden achten Strahlimpuls durchließ (T_0=8 µsec).
Mithilfe von Quadrupollinsen und einigen Blenden wurde der Strahl auf das Target fokussiert. Bei allen Messungen ließen sich stabile Brennflecke mit Durchmessern unter 1 mm erreichen. Die Stromstärke am Target mußte aus Zählratengründen auf 5-50 nA beschränkt werten.

III.2. Targetanordnung und Magnetfeld

Die verschiedenartigen Messungen (Spinrotation bei tiefen und bei hohen Temperaturen, Koinzidenzmessungen) bedingten unterschiedliche Targetanordnungen und die einzelnen Cu-Isotope verschiedene Targetsubstanzen. So wurden die Niveaus im Cu^{64} und Cu^{66} durch (d,p)-Reaktionen am natürlichen Kupfer sowie am Cu^{65} und die Cu^{62}-Zustände durch die (d,n)-Reaktion am Ni^{61} sowie die (p,n)-Reaktion am Ni^{62} angeregt.
Bei den Koinzidenzmessungen im Cu^{64} und Cu^{66} war die Fläche am Strahlrohrende, die zur Strahlrohrachse um 45°

[+)] Typ CN der Firma High Voltage Engineering Corp., Mass., U.S.A.

abgewinkelt war, einmal durch eine runde Elektrolytkupferscheibe von 1 mm Dicke und 5 cm Durchmesser und zum anderen durch ein mit angereichertem Cu^{65} (Anreicherungsgrad 99.7%)[+] bedampftes Wolframblech von 0.3 mm Dicke abgeschlossen. Die Targetanordnung für die Koinzidenzmessungen im Cu^{62} und für sämtliche Spinrotationsmessungen (mit Heizung, Kühlung, Temperaturreglung) war identisch mit dem bei Zeitz (Zei 71) ausführlich beschriebenen Aufbau. Als Targets wurden eine 25 mg schwere Kugel aus Ni^{61} (chemische Reinheit 99.9%, Isotopenreinheit 99%)[+], eine gleichschwere Kugel aus Ni^{62} (chemische Reinheit 99.8%, Isotopenreinheit 99%)[+] und eine kleine Scheibe aus dem natürlichen Isotopengemisch Kupfer verwendet. Das Ausgangsmaterial für das Kupfertarget, Elmore-Kupfer, wurde fünfmal bei 8×10^{-6} Torr elektronenstrahlzonengeschmolzen mit einer Geschwindigkeit von 2 mm/min.[++] So erhielt das Kupfer eine chemische Reinheit von >99.999%. Eine von diesem Stück abgedrehte Scheibe wurde zuerst mit konzentrierter Salpetersäure, danach mit konzentrierter Salzsäure geätzt und in die Targetkammer eingebaut, die zwischen den Polschuhen (15 mm Ø) eines Elektromagneten festgeklemmt war. Der Magnet lieferte bei dem verwendeten Aufbau vertikale Magnetfelder bis maximal 36 kG mit einer Homogenität von besser als 1‰ in der Umgebung des Targets. Die Feldstärke wurde mit einer Hochfeld-Hall-Sonde[+++] gemessen, die ihrerseits gegen eine Protonenresonanzapparatur geeicht worden war. In einigen Fällen war eine direkte Messung des Magnetfeldes nicht nötig, da gleichzeitig mit der Larmorfrequenz des zu untersuchenden Niveaus die genau bekannte Larmorfrequenz des $5/2^+$-Zustandes von F^{19*} (BleH 69) bei 198 keV aufgenommen wurde. Aus dem Quotienten der beiden Lormorfrequenzen erhält man dierekt den gesuchten g-Faktor:

[+] Oak Ridge National Laboratory

[++] Das Target wurde im Institut für Metallphysik der Technischen Universität Berlin hergestellt.

[+++] Digitales Gaußmeter Typ 660, Fa. Bell Inc., Columbus, Ohio, U.S.A.

$$g(Cu) = g(F^{19}) \cdot \frac{\omega_L(Cu)}{\omega_L(F^{19})} = 1.442 \frac{T_M(F^{19})}{T_M(Cu)} \qquad (12)$$

III.3. Detektoren und elektronischer Aufbau +)

III.3.a) Koinzidenzapparatur

Zur genauen Bestimmung der γ-Energien, für alle Koinzidenzmessungen und zur Aufnahme zeitverzögerter Energiespektren wurden zwei lithiumgedriftete Germaniumdetektoren (1. Detektor: koaxial, 30 mm lang, 35 mm Ø, in der Mitte inaktive Zone von 6 mm Ø, also 24 cm^3 aktives Volumen; 2. Detektor: planar, 12 mm Drifttiefe bei 10 cm^2, also 12 cm^3 aktives Volumen) benutzt, die in der Strahlrohrebene standen, im allgemeinen unter Winkeln von $+90^\circ$ und -90° zum einfallenden Teilchenstrahl. Bei zu hoher Koinzidenzzählrate für die Vernichtungslinie wurden die Zähler so geschwenkt, daß sich das Target nicht mehr auf der Geraden zwischen ihnen befand. Die den Detektoren nachgeschaltete elektronische Apparatur für die Aufnahme von Koinzidenzspektren zeigt Abb. 1. Vom Vorverstärker (VV) des Germaniumdetektors (Ge(Li)) werden zwei Signale abgenommen, das eine wird weiter verstärkt (HV) und in ein unipolares (E_γ ⎍) sowie in ein bipolares (E_γ ∿) Energiesignal umgewandelt, während das andere durch eine schnelle Diskriminatorstufe (TFA,CF) zu einem Zeitsignal geformt wird. Das bipolare Energiesignal wird auf einen Differentialdiskriminator (DD$\tilde{1}$) gegeben, mit dem gegen Rausch- und Übersteuerungssignale diskriminiert wird. Den Zeitpunkt der Ausgangssignale geben die Zeitsignale vor. Durch geeignete Kabelverzögerungen werden die Zeitsignale beider Detektoren zur Koinzidenz (K$\tilde{1}$) gebracht. Diese Koinzidenz läßt sich durch einen parallel

+) Die Germaniumdioden wurden von Herrn W. Leitz gefertigt, die Elektronik bis auf wenige Ausnahmen in der Abteilung Elektronik des Hahn-Meitner-Instituts Berlin entwickelt und gebaut. Alle Vielkanalanalysatoren sind von der Firma Laben, Mailand.

zu $\tilde{K1}$ geschalteten Zeit-Amplituden-Wandler ($\tilde{TPC1}$) überwachen, dessen Ausgangssignale nur dann vom Vielkanal-Impulshöhenanalysator ($\tilde{VKA1}$) gemessen und gespeichert werden, wenn die Koinzidenz angesprochen hat (pr.co.). Das Koinzidenzsignal wird auf den Stop eines weiteren Zeit-Amplituden-Wandlers ($\tilde{TPC2}$) gegeben, der sein Startsignal von einer Pick-up-Elektrode erhält, die den Durchflugzeitpunkt der Strahlimpulse feststellt. Zwei dem $\tilde{TPC2}$ nachgeschaltete Differentialdiskriminatoren ($\tilde{DD2}$) unterscheiden zwischen den Zeitsignalen prompter und verzögerter γ-Strahlen. Die Lage beider DD-Fenster läßt sich auf dem $\tilde{VKA2}$ überprüfen. Die prompten Zeitsignale öffnen den Eingang des $\tilde{VKA4}$, die verzögerten den Eingang des $\tilde{VKA5}$. Gemessen werden auf diesen beiden Vielkanalanalysatoren die unipolaren Energiesignale ($E_{\gamma 2}$ ⎍) derjenigen γ-Strahlen, die in prompter Koinzidenz zu γ-Strahlen fester Energie emittiert werden. Einmal geschahen beide Zerfälle zur Zeit der Anregung ($\tilde{VKA4}$), zum anderen beide nach Eintreffen des Strahlimpulses ($\tilde{VKA5}$).
Für den Fall, daß Koinzidenzspektren nicht nur für einen durch $\tilde{DD1}$ definierten Energiebereich aufgenommen werden sollen, sondern gleichzeitig für drei, wird das bipolare Energiesignal ($E_{\gamma 1}$ ∿) auf drei Differentialdiskriminatoren ($\tilde{DD3}$) gegeben. Die Ausgangssignale werden gemischt und bedienen den Koinzidenzeingang von $\tilde{VKA4}$ und $\tilde{VKA5}$. Im Vielkanalanalysator werden die Spektren dann durch Setzen von Zusatzbits wieder getrennt. Die drei Energiefenster lassen sich mithilfe des $\tilde{VKA3}$ kontrollierten (del.co.). Außerdem kann man mit diesem Vielkanalanalysator alle γ-Strahlen ($E_{\gamma 1}$ ⎍) messen, zu denen im Detektor 2 koinzidente Signale registriert werden (pr.co.).
Die Meßdaten der Vielkanalanalysatoren $\tilde{3}$, $\tilde{4}$ und $\tilde{5}$ werden über eine Datenweiche in den Kernspeicher eines PDP-15-Rechners[+)] und von dort weiter auf ein spezielles DEC-Magnetband[+)] übertragen. Die Auswertung der Daten geschah off-line.

[+)]Fa. Digital Equipment Company

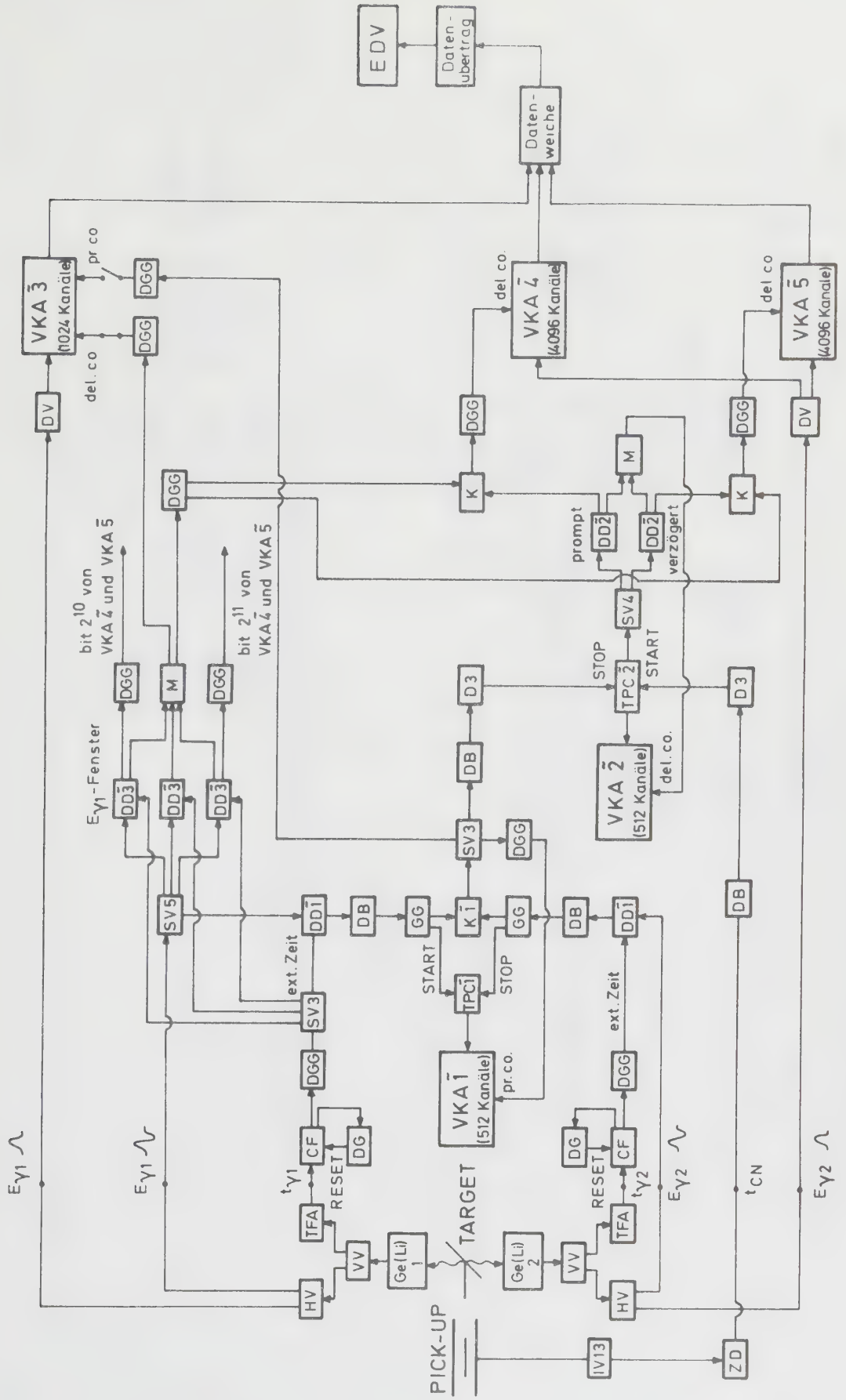


ABB.1: Blockschaltbild der Koinzidenzapparatur

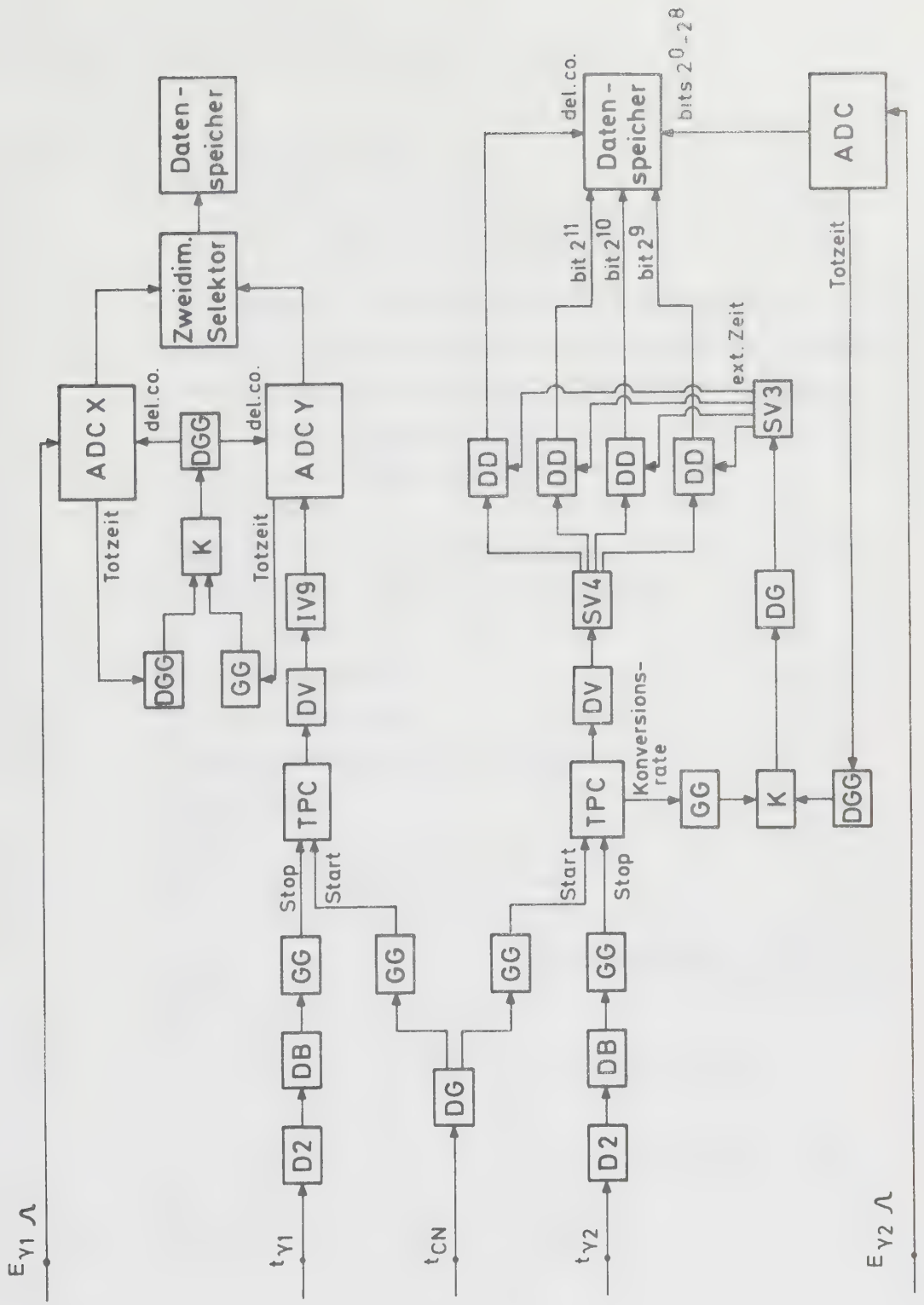


ABB.2: Blockschaltbild der Energie-Zeit-Meßapparatur

Bezeichnungen der Abbildungen 1 und 2 :

Ge(Li)	:	Germaniumdetektor
ADC	:	Analog-Digital-Wandler
VKA	:	Vielkanal-Impulshöhenanalysator
CF	:	schneller Zeitdiskriminator (constant fraction timing discriminator)
D2	:	schneller Diskriminator mit variabler Schwelle
D3	:	schneller Diskriminator mit fester Schwelle
DB	:	variable Kabelverzögerung
DD	:	Differentialdiskriminator
DG	:	Verzögerung
DGG	:	Verzögerung und Impulsformer
DV	:	Verzögerung und Linearverstärker
GG	:	Impulsformer
HV	:	Hauptverstärker
IV9	:	Linearverstärker
IV13	:	schneller Linearverstärker
K	:	Koinzidenz
M	:	Impulsmischer
SV3	:	schneller Signalverteiler
SV4	:	Signalverteiler
SV5	:	Signalverteiler und Linearverstärker mit baseline restorer
TPC	:	Zeit-Amplituden-Wandler
TFA	:	schneller Verstärker mit Impulsformer
VV	:	Vorverstärker
ZD	:	schneller Nulldurchgangsdiskriminator
pr.co.	:	Koinzidenzeingang (prompt)
del.co.	:	Koinzidenzeingang (verzögert)

III.3.b) Energie-Zeit-Meßapparatur

Mithilfe der beiden Energie-Zeit-Meßapparaturen, die in Abb. 2 dargestellt sind, wurden die Lebensdauern der Niveaus grob ermittelt. Diese Messungen gestatteten die gleichzeitige Beobachtung vieler Zustände. Es mußten dazu aber zwei verschiedene Apparaturen verwendet werden, denn der interessante γ-Energiebereich (30 keV - 1.3 MeV) konnte nicht mit genügender Genauigkeit auf die vorhandenen 512 Kanäle abgebildet werden, andererseits stand nur ein einziger zweidimensionaler Selektor zur Verfügung. Im oberen Teil der Abbildung ist die zweidimensionale Meßanordnung zu sehen; bei der unten dargestellten Apparatur werden die Zeitkanäle mit Differentialdiskriminatoren (DD) festgelegt.
Bis zu den Punkten auf der linken Seite (Abb. 1 und Abb. 2) stimmen die Energie-Zeit-Meßanordnungen und die Koinzidenzapparatur überein, und bis zu den Zeit-Amplituden-Wandlern sind die beiden Energie-Zeit-Apparaturen identisch. Der Sägezahnimpuls des TPC wird gestartet durch ein Pick-up-Signal und gestoppt durch ein Zeitsignal vom Germaniumdetektor. Die analogen Ausgangssignale des TPC werden bei der zweidimensionalen Anordnung nach geeigneter Verzögerung und Verstärkung (DV, IV9) im Y-Converter (ADC Y) in 8 Zeitintervalle digitalisiert, während der X-ADC die direkten unipolaren Energiesignale in 512 Kanäle sortiert. Gleichzeitig ankommende Energie- und Zeitsignale werden im 4096-Kanal-Gedächtnis in einem Raster von 8x512 Kanälen gespeichert. Um den Untergrund an zufälligen Koinzidenzen klein zu halten, wird die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen beider Impulse auf 3 µsec beschränkt (del.co.). Außerdem bewirkt die Zusatzkoinzidenz, daß der ADC die analogen Untergrundsignale gar nicht erst konvertiert, daß er also bei solchen Ereignissen bereits nach 4 µsec für neue Impulse auf-

nahmebereit ist. Bei der zweiten Energie-Zeit-Apparatur können mit vier Differentialdiskriminatoren durch geeignete Wahl der Schwellen"E" und Fensterbreiten "ΔE" γ-Spektren in sechs verschiedenen Zeitfenstern aufgenommen werden. Eine zusätzliche Koinzidenzbedingung zwischen den Totzeitsignalen des ADC und digitalen Ausgangssignalen des TPC verringert den Untergrund.

III.3.c) Elektronischer Aufbau für die differentielle Beobachtung der Spinrotation

Sämtliche Spinrotationsmessungen wurden mit NaJ(Tl)-Szintillationskristallen durchgeführt, die auf Fotovervielfachern des Typs 56DVP[+)] montiert waren. Zum Nachweis der 41 keV-γ-Strahlung aus dem Cu^{62} und der 89 keV-γ-Strahlung aus dem Cu^{66} wurden zwei 2 mm x 38 mm Ø Kristalle benutzt, alle anderen γ-Strahlen wurden mithilfe zweier 38 mm x 38 mm Ø Kristalle nachgewiesen. Die Detektoren waren in Höhe des Strahls an den Magneten befestigt und in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld schwenkbar. Gemessen wurde unter $+135^{\circ}$ und -135° zur Strahlrichtung, also symmetrisch, und zur Bestimmung des Vorzeichens des g-Faktors noch asymmetrisch unter 0° und 90°. Die symmetrische Anordnung unter Rückwärtswinkeln hatte den Vorteil, daß Störungen durch Neutronen in beiden Detektoren gleich stark waren und durch Bildung des Verhältnisses (8) eliminiert werden konnten und daß für alle direkten Reaktionen mit Neutronen im Ausgangskanal die Wirkungsquerschnitte starke Vorwärtsmaxima haben. Die elektronische Apparatur stimmte bis auf eine zusätzliche Überwachung der Targettemperatur mit der bei Michaelsen (Mic 70) beschriebenen Anordnung überein. Solange die Temperatur außerhalb eines eingestellten Fensters lag, wurde die Messung unterbrochen, indem ein Logiksignal des Temperatutreglers den schnellen Diskriminator (D2) im Zeitkreis zusteuerte.

[+)] Firma Valvo, Hamburg

III.4. Auswertung

Die gemessenen γ-Energiespektren wurden mit einem von den Herren Fritsch und Schreiber entwickelten Programm auf der Rechenanlage Siemens S4004 des Sektors Mathematik im Hahn-Meitner-Institut Berlin ausgewertet. Bei Vorgabe geeigneter Normlinien ließen sich die Schwerpunkte und die Inhalte nicht nur von Einzellinien sondern auch von überlappenden Linien bestimmen. Um die Energieachse zu eichen, wurde durch die Schwerpunkte genau bekannter γ-Energiewerte von Präparaten (Na^{22}, Co^{60}, Ba^{133}, Cs^{137}, Th^{228}) eine lineare bis kubische Ausgleichsfunktion gelegt.
Aus den Einzelspektren der Spinrotationsmessungen ($C(\theta,t,B)$) wurde an der Rechenanlage PDP15 nach Abzug eines zeitlich konstanten Untergrundes das Modulationspektrum R(t) nach Gleichung (8) hergestellt. Diese Meßgröße wurde dann an der Siemens S4004 sowohl einer Fourieranalyse unterworfen als auch nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Funktion

$$F(t) = a \cdot e^{-\lambda t} \cos(\omega t - \varphi) + U \qquad (13)$$

angepaßt. Freie Parameter waren die Modulationsamplitude a die Modulationsfrequenz $\omega = 2\omega_L$, die Phase φ zum Zeitpunkt $t=0$, die Konstante U und die Dämpfungskonstante λ.
Zur Bestimmung der Lebensdauer wurde durch das Summenspektrum $C(\theta_0,t,B)+C(\theta_0+90^\circ,t,B)$ die Exponentialfunktion

$$S(t) = U + H \cdot e^{-t/\tau} \qquad (14)$$

gelegt, und die freien Parameter U (Untergrund), H (Höhe) und τ (Lebensdauer) wurden im Rahmen eines χ^2-Testes variiert.

IV. Messungen und Ergebnisse

IV.1. Messungen an den 6^--Zuständen in Cu^{64} und Cu^{66}

IV.1.a) Auswahl der Reaktionen

Das natürliche Isotopengemisch Kupfer besteht zu 69% aus Cu^{63} und zu 31% aus Cu^{65}. Damit bot sich der Neutronen-Transfer am natürlichen Kupfer an, um Niveaus im Cu^{64} und Cu^{66} gleichzeitig anzuregen. Von den möglichen Reaktionen blieb aufgrund der experimentellen Gegebenheiten (E_{CN}=7MV, Strahlintensität bei Pulsbetrieb) bei beiden Kernen die (d,p)-Reaktion übrig, die zum Grundzustand von Cu^{64} einen Q-Wert von +5.70 MeV und bei Cu^{66} einen Q-Wert von +4.84 MeV hat. Zusammen mit der Einschußenergie von E_d=6.45 MeV ermöglichte der hohe positive Q-Wert auch die Bevölkerung hochliegender Zustände mit genügender Insensität (FigM 58, OkaT 71). Als Störreaktionen traten bei dieser Deuteronenenergie $Cu^{63,65}(d,d')$, $Cu^{63,65}(d,n)Zn^{64,66}$ und $Cu^{65}(d,2n)Zn^{65}$ auf. γ-Übergänge in all diesen Endkernen wurden beobachtet (IV.1.b).

Die Grundzustände beider Targetkerne haben als Spin und Parität $I^\pi=3/2^-$, das unpaarige Proton sitzt in der $2p_{3/2}$-Schale. Um von diesem Targetspin aus durch die (d,p)-Reaktion die 6^--Zustände in Cu^{64} und Cu^{66} anzuregen, muß das transferierte Neutron in die $1g_{9/2}$-Schale eingebaut werden. Trotz des hohen zu übertragenden Bahndrehimpulses l_n=4 ist die Reaktion bei Deuteronenenergien von 6.45 MeV bereits weitgehend vom direkten Typ (Klu 71) und läßt daher einen beträchtlichen Anisotropiekoeffizienten $A(x)$ erwarten. Dieser Anisotropiekoeffizient wird zwar dadurch geschwächt, daß bei tieferen Energien der Anteil der Compoundreaktionen am Gesamtwirkungsquerschnitt größer wird, sollte aber auch im dicken Target genügend groß bleiben.

IV.1.b) Niveauschemata von Cu^{64} und Cu^{66}

Mit einem gepulsten Deuteronenstrahl wurden nacheinander natürliches Kupfer, auf eine dünne Wolframscheibe aufgedampftes Cu^{65} und eine Wolframscheibe selbst beschossen und die Energiespektren prompter und verschieden verzögerter γ-Strahlung in einem Bereich von 50 keV bis 1.35 MeV mit der unter III.3.c) beschriebenen Apparatur aufgenommen. Abbildung 3 zeigt zwei der beobachteten Spektren nach den Reaktionen am natürlichen Kupfer. Das obere Spektrum (A) wurde während des Eintreffens des Strahlimpulses aufgenommen, das untere (B) 10 ns bis 1 µsec danach.[+)] Zur besseren Darstellung ist bei beiden Spektren Untergrund abgezogen worden. Die meisten der gemessenen prompten γ-Strahlen konnten Übergängen in $Cu^{63,64,65,66}$, in $Zn^{64,65,66}$, im F^{19} (Teflonhalterung des Ge(Li)), Al^{27} (Targetfingermaterial), in verschiedenen Germaniumisotopen und im W^{182} (Blendenmaterial aus Ta) zugeordnet werden. Die verzögert zum Strahlimpuls emittierten γ-Quanten kamen aus $Cu^{64,66}$, $Zn^{64,65,66}$, F^{19} und W^{182}. Außerdem trat bei 693 keV eine stark verbreiterte Linie auf, die zum Grundzustandsübergang vom 1. angeregten Niveau im Ge^{72} gehört. Durch inelastische Neutronenstreuung im Germaniumdetektor wurde dieses 0^+-Niveau angeregt, das eine Halbwertszeit von 330 ns hat und nur durch innere Konversion in den 0^+-Grundzustand übergehen kann. Mithilfe eines Co^{60}-Präparates wurden gleichzeitig mit den γ-Linien aus den deuteronen-induzierten Reaktionen die beiden Übergänge von 1.1732 MeV und 1.3325 MeV im Ni^{60} als grobe Energieeichung aufgenommen. Vom 1.3325 MeV-Übergang konnten neben der Fotolinie die Escape- und die Doppelt-Escape-Linie beobachtet werden.

[+)] Die Zeitauflösung der Meßanordnung betrug 10 ns (volle Halbwertsbreite), so daß in dem Spektrum verzögerter γ-Strahlung noch prompt emittierte γ-Strahlung nachgewiesen wurde. Da außerdem die Impulshöhenabhängigkeit des Zeitsignals nicht vollständig kompensiert wurde, ist der Anteil der prompten γ-Strahlung im niederenergetischen Bereich größer als im höherenergetischen.

Koinzidenzmessungen mit den niederenergetischen, verzögerten γ-Strahlen in Cu^{64} und Cu^{66} ermöglichten eine eindeutige Einordnung einiger γ-Linien in die Niveauschemata der beiden Kerne. In Tabelle 1 sind γ-Linien aufgeführt, die zu den 159 keV-, 203 keV- und 212 keV-Übergängen im Cu^{64} und zu den 89 keV- und 186 keV-Übergängen im Cu^{66} koinzident emittiert wurden.

TABELLE 1 : Ergebnisse der Suche nach Koinzidenzen im Cu^{64} und Cu^{66}

Cu^{64}

$E_{\gamma 1}$ \ $E_{\gamma 2}$	159	203	212	580	1019
159	-	V,P	V,P	P	V
203	V,P	-	V,P	-	V
212	V,P	V,P	-	-	V

Cu^{66}

$E_{\gamma 1}$ \ $E_{\gamma 2}$	89	186	316	544	563
89	-	V,P	V,P	-	V
186	V,P	-	V,P	P	V

$E_{\gamma 1}$: Energiefenster für Detektor 1 in keV
$E_{\gamma 2}$: Linienlage für Detektor 2 in keV
P : Koinzidenz vorhanden, γ-Emission während des Eintreffens des Strahlimpulses
V : Koinzidenz vorhanden, γ-Emission 20ns bis 1μs nach Eintreffen des Strahlimpulses
- : keine Koinzidenz

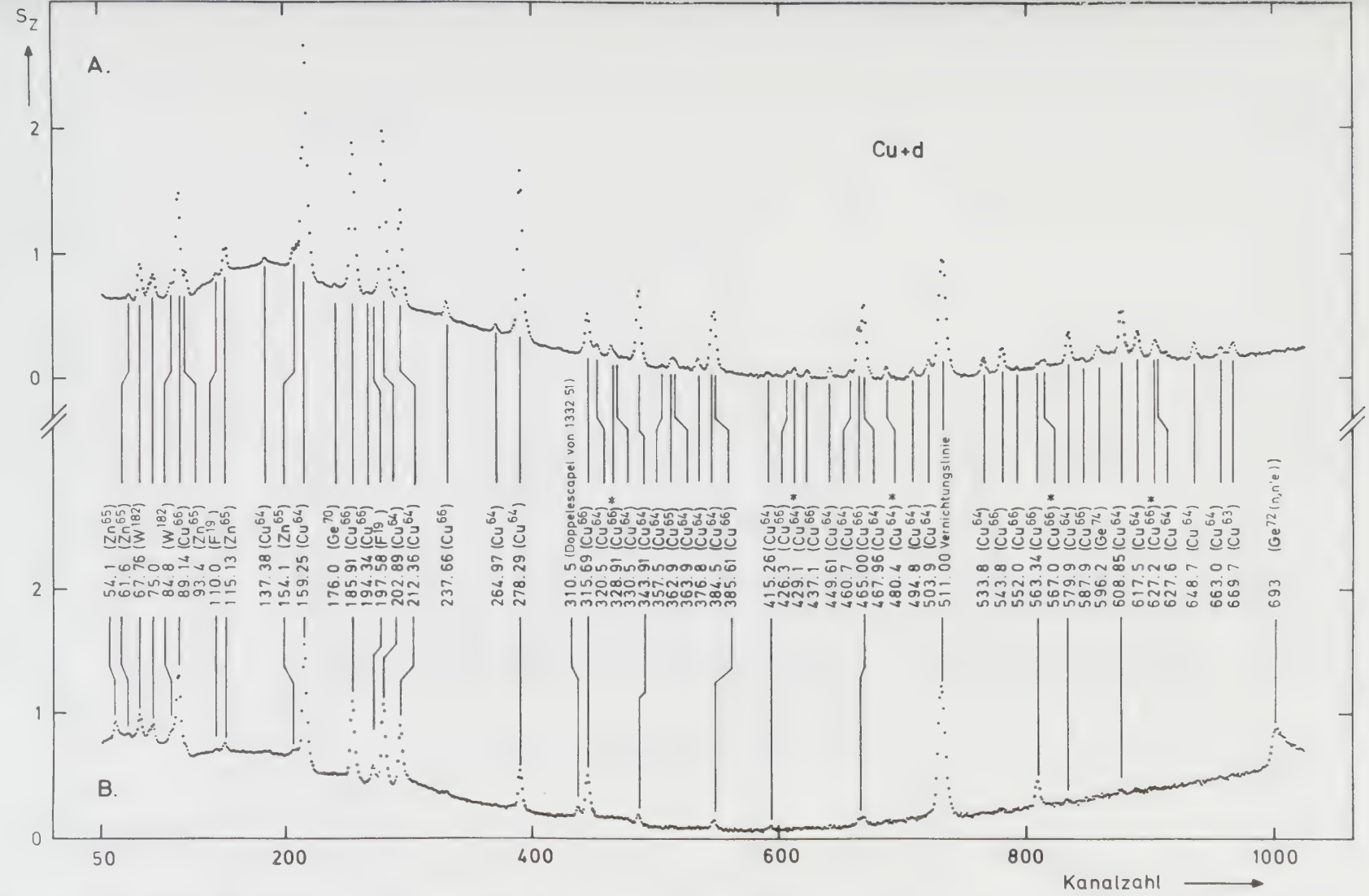


ABB. 3: γ-Energiespektren, gemessen mit einem 24 cm^3 Ge(Li)-Detektor nach dem Beschuß von natürlichem Kupfer mit 6.5 MeV Deuteronen. Zur besseren Darstellung sind die gemessenen Spektren $S_{M(K)}$ umgewandelt in $S_{Z(K)}=S_{M(K)}\exp(-c_1+c_2K)$.

A. Prompt emittierte γ-Strahlung. Die Konstanten sind $c_1=11.28$, $c_2=1.36\cdot10^{-3}$/Kanal.

B. Verzögert emittierte γ-Strahlung (Verzögerungszeit 10ns-1μs). Die Konstanten sind $c_1=10.87$, $c_2=2.09\cdot10^{-3}$/Kanal.

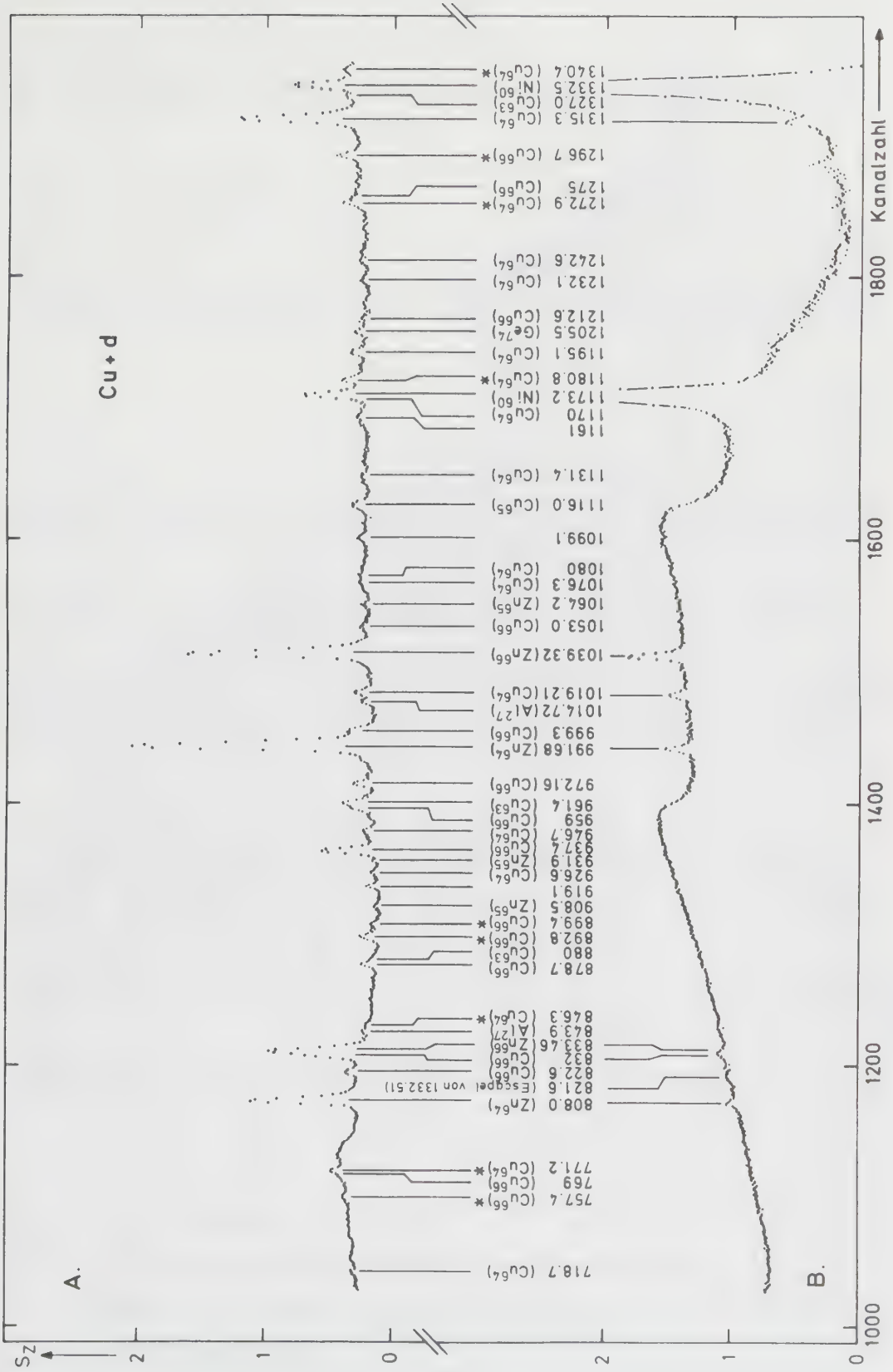
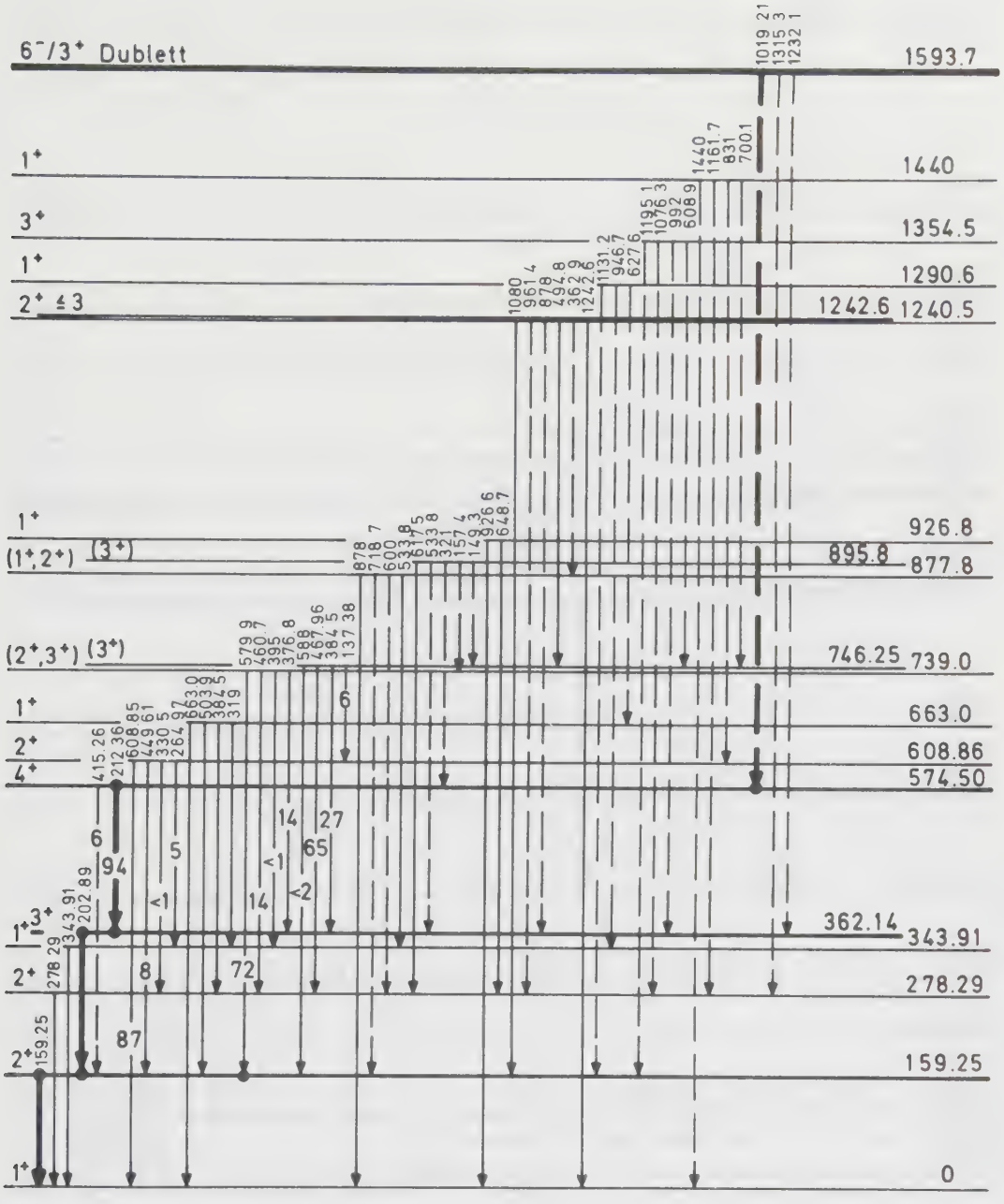


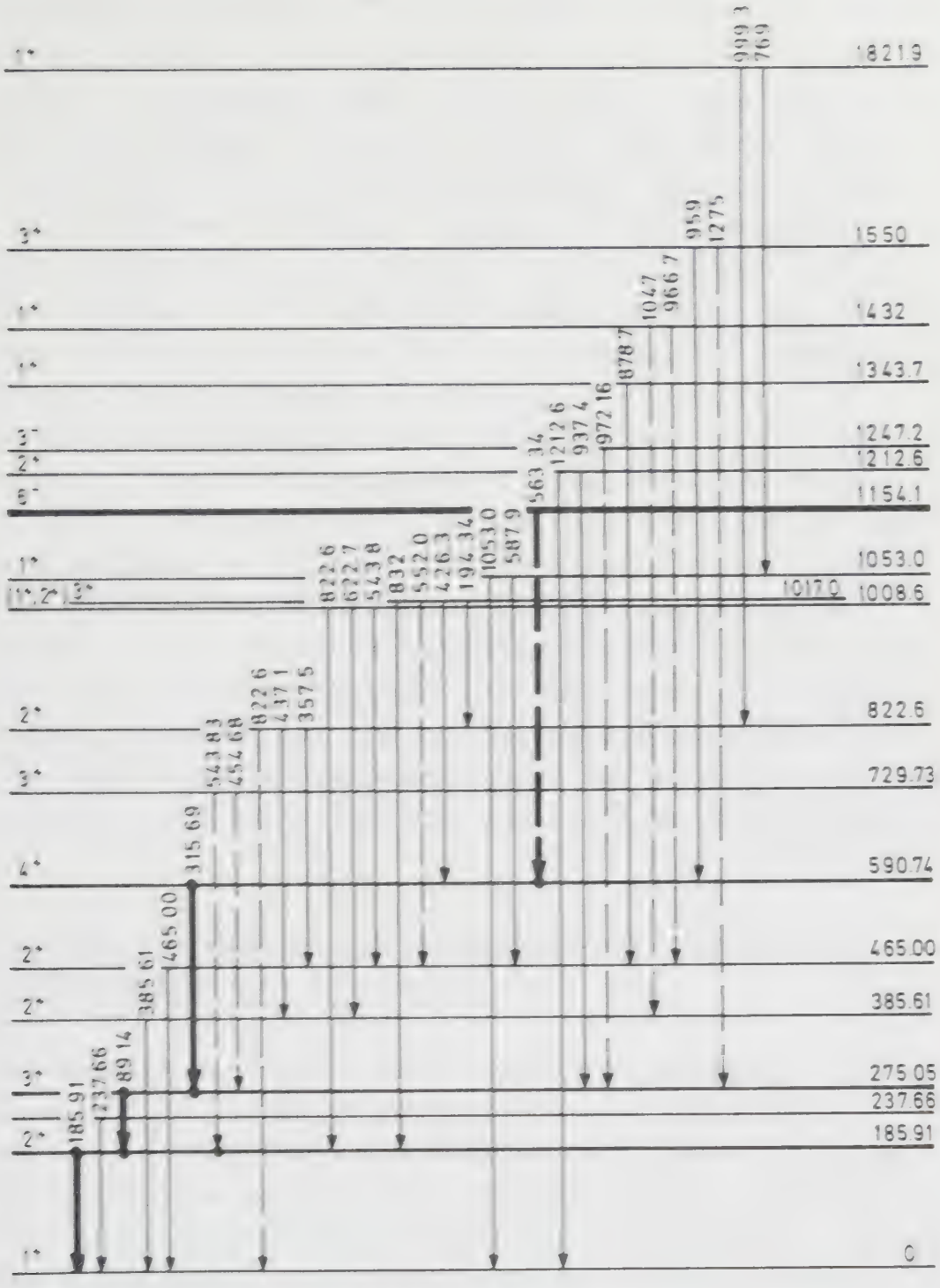
ABB.3a: Fortsetzung von ABB.3
Die γ-Energien sind in keV angegeben. Die mit einem Stern gekennzeichneten γ-Linien konnten zwar den angeführten Kernen nicht aber bestimmten Übergängen in diesen Kernen zugeordnet werden.



^{64}Cu

ABB.4: Niveauschema von Cu^{64}

Die gemessenen koinzidenten γ-Übergänge sind durch Punkte hervorgehoben; die unterbrochenen Linien gehören zu bisher unbekannten Übergängen. Die Spinzuordnungen für das Dublett bei 1594 keV folgen aus den hier beschriebenen Messungen.



^{66}Cu

Abb.3: Niveauschema von Cu^{66}

Die Ergebnisse der γ-Messungen sind in die bisher bekannten Niveauschemata von Cu^{64} (ND 67) und Cu^{66} (ND 68) eingeordnet, wobei die Anregungsenergien mehrerer Zustände genauer festgelegt werden konnten (Abb. 4 und Abb. 5). Die koinzidenten γ-Übergänge sind in den beiden Abbildungen durch Punkte hervorgehoben; die unterbrochenen Linien gehören zu bisher unbekannten Übergängen. Bis auf die γ-Strahlen von 544 keV (Cu^{66}), 563 keV (Cu^{66}) und 1019 keV (Cu^{64}) sind alle neuen Linien allein aufgrund ihrer Energien in die Niveauschemata eingeordnet worden. Wenn es dabei verschiedene Möglichkeiten gab, wurde die mit der kleinsten Spindifferenz $|I_i-I_f|$ ausgewählt. Die Spinzuordnungen für die einzelnen Niveaus wurden den Arbeiten von Daehnick und Park (DaeP 69) und von Davidson et al. (DavD 70) entnommen. Im Cu^{64} liegen bei 1594 keV zwei Niveaus mit sehr unterschiedlichen Spins (V.1.a). Relative Verzweigungsverhältnisse werden nur in den Fällen angegeben, in denen die Zuordnung der Linien eindeutig ist und sie außerdem Einzellinien sind. Für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Germaniumdetektors wurde die von Büchs (Büc 71) gemessene Kurve verwendet.

IV.1.c) Lebensdauer und magnetisches Moment des 6^--Zustandes bei 1154 keV im Cu^{66}

Bei Beschuß von natürlichem Kupfer mit Deuteronen der Energie E_d=6.45 MeV traten zwei Gruppen von γ-Quanten mit unterschiedlichen Lebensdauern auf. Die eine Gruppe mit γ-Energien von 159 keV, 203 keV, 212 keV und 1019 keV konnte als Kaskade im Cu^{64} mit dem 6^--Zustand bei 1594 keV als Ausgangsniveau und die andere Gruppe mit γ-Energien von 89 keV, 186 keV, 316 keV und 563 keV als Kaskade im Cu^{66}, vom 6^--Zustand bei 1154 keV ausgehend, bestimmt werden (IV.1.b). Zweidimensionale Energie-Zeit-Messungen lieferten für die

verzögerten Übergänge im Cu^{64} Halbwertszeiten von $T_{1/2}=20(2)$ ns und für die Übergänge im Cu^{66} von $T_{1/2}=610(40)$ ns[+)]. Zur genaueren Bestimmung der Lebensdauern und zur zeitlich differentiellen Beobachtung der Larmorpräzession wurden bei angelegtem Magnetfeld Zeitspektren verschiedener, verzögert emittierter γ-Quanten aufgenommen, zuerst die von Cu^{66}-Übergängen. Dazu mußte der Pulsabstand von 1 µsec auf 8 µsec vergrößert werden. Bei anfänglichen Messungen an der 89 keV-Linie zeigten die Spektren eine von der Targettemperatur abhängige Dämpfung der γ-Anisotropie. Erneute Messungen am hochreinen Kupfer (III.2.) und mit einem anderen Zeit-Amplituden-Wandler bestätigten zwischen 100 °K und 1070 °K diesen Effekt nicht, der also durch Targetverunreinigungen verursacht oder aufgrund integraler Nichtlinearität des TPC vorgetäuscht worden war. Ein aus den Einzelspektren $C_t(-135^\circ)$ und $C_t(+135^\circ)$, aufgenommen bei 100 °K Targettemperatur und einem Magnetfeld von $B_{ext}=21.46$ kG, nach Gleichung (8) gebildetes Modulationsspektrum R(t) ist in Abb. 6 zu sehen. Die eingezeichnete Kurve stellt die Anpassung der Funktion $F(t)=a\cdot\exp(-\lambda t)\cdot\cos(\omega t-\varphi)$ an die Meßwerte dar. Die Ergebnisse dieses Fits und die der Messungen bei den anderen Targettemperaturen sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Übereinstimmend bei allen Temperaturen beträgt die Anisotropie -9.4(8)% und ist die Relaxationszeit $1/\lambda$ größer als 5o µsec. Da die Strahlimpulsbreite ΔT mit 6 ns sehr klein gegenüber der Modulationsperiode $T_M\approx 200$ ns und der Raumwinkel, den der Detektor mit einem Durchmesser von 3,8 cm bei einer Entfernung zum Target von 3o cm aufspannte, ebenfalls klein war, läßt sich nach Gleichung (11) der Anisotropiekoeffizient bestimmen zu $A_2(x)B_2(\gamma)=A_2=-0.064(5)$.

[+)] Sämtliche Fehler in dieser Arbeit sind einfach statistische, wobei der Fehler der Eichung und der der Messung quadratisch addiert wurden.

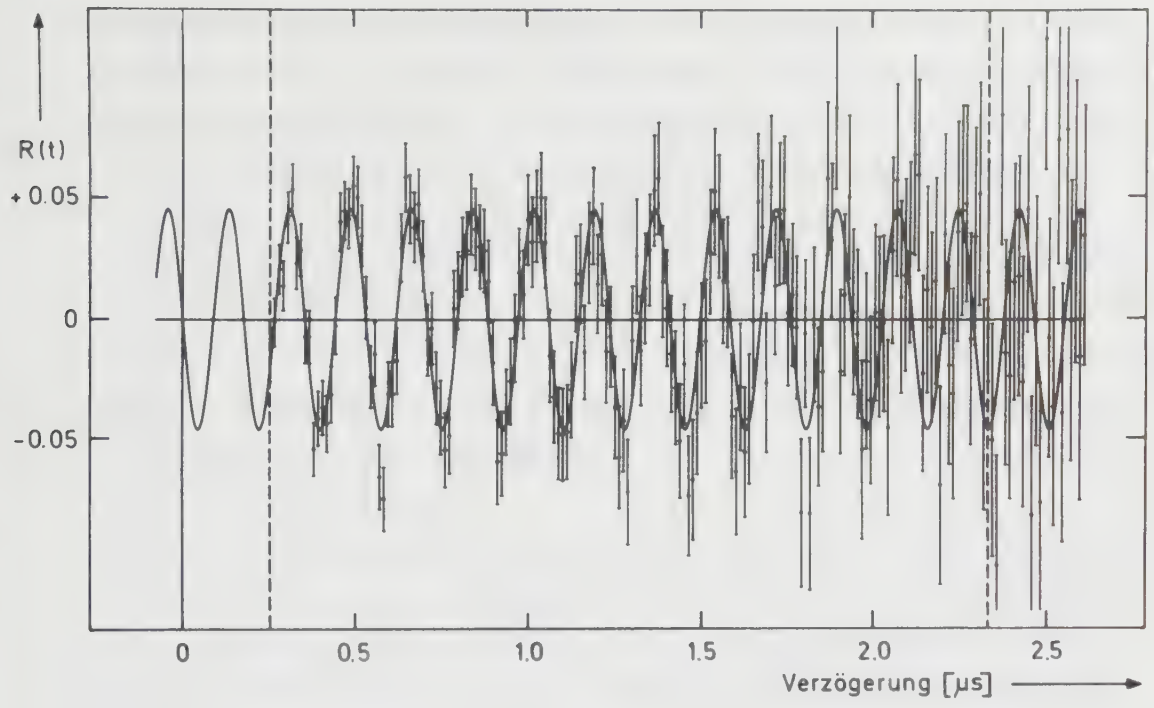


ABB.6: Spinpräzessionsspektrum R(t) für das 6^--Niveau im Cu^{66} bei 1154keV

Aufgenommen wurde die Intensitätsmodulation der 89keV-γ-Linie in einem äußeren Magnetfeld von 21.46kG bei einer Targettemperatur von 100°K. Die unterbrochenen, senkrechten Linien kennzeichnen den Bereich, in dem die Funktion $F(t)=a\cdot\exp(-\lambda t)\cdot\cos(\omega t-\phi)$, als durchgezogene Kurve dargestellt, an die Meßpunkte angepaßt wurde.

TABELLE 2: Zusammenstellung von Einzelergebnissen aus Zeitspektren der 89 keV-γ-Strahlung von Cu^{66}

Targettemperatur [°C]	B_{ext} [kG]	Modulationsperiode T_M [ns]	Amplitude a [%]	$1/\lambda$ [µs]	g-Faktor	Lebensdauer τ [ns]
-176	21.46(6)	176.o(5)	-4.6(6)		+o.1735(7)	86o(4o)
-176	16.54(6)	229.o(1o)	-4.7(5)		+o.1731(1o)	85o(4o)
44	21.42(6)	176.3(5)	-5.o(3)		+o.1736(7)	865(4o)
44	16.54(6)	229.7(1o)	-4.8(4)		+o.1726(1o)	88o(5o)
2oo	(15.22(6))	252.1(12)	-4.5(5)	>5o	(+o.171(1))	
4oo	(15.22(6))	252(3)	-4.7(5)		(+o.171(2))	
6oo	(15.22(6))	254(3)	-4.2(5)		(+o.17o(2))	
8oo	(15.31(6))	252(6)	-5.2(8)		(+o.17o(4))	
Mittelwerte:			-4.7(4)		+o.1733(5)	86o(3o)

Messungen bei Raumtemperatur und darunter liefern einen g-Faktor von +0.1733(5), Messungen bei höheren Temperaturen einen deutlich tieferliegenden Wert (g=+0.171(2)). Bei der Magnetfeldeichung war des Temperaturverhalten der Magnetisierung des Polschuhmaterials nicht berücksichtigt worden. Eine Kontrollmessung bei Raumtemperatur, bei der nacheinander die Modulationsspektren des 89 keV-Niveaus im Cu^{66} und des 198 keV-Niveaus im F^{19} aufgenommen wurden, bestätigte als g-Faktor für den 6^--Zustand im Cu^{66} bei 1154 keV den Wert:
$g(Cu^{66})=+0.1733(5)$.
Bei dieser Genauigkeit muß schon berücksichtigt werden, daß auch in einem Diamagneten das am Kernort wirkende Feld B_n vom außen angelegten Feld B_{ext} abweicht. Im elektrischen Leiter Kupfer verändert die Polarisation der Leitungselektronen das äußere Feld (Knight-shift), außerdem verkleinert die durch das äußere Feld selbst in der Elektronenhülle induzierte diamagnetische Stromdichte das am Kernort wirkende Feld:

$$B_n = (1+K):(1-\sigma)\cdot B_{ext} \quad . \qquad (15)$$

Für Kupfer ist die fast temperaturunabhängige Knight-shift-Konstante bei 300 ^oK K=+0.23% (ElhZ 69, WarC 70) und die diamagnetische Korrektur $(1-\sigma)^{-1}=1.0024$ (Kop 58), beide Korrekturen heben sich also auf:
$B_n(Cu)=B_{ext}$.
Die Lebensdauer τ des 89 keV-Überganges, die aus den Summenspektren gewonnen wurde, ist in der rechten Spalte von Tabelle 2 aufgeführt:
$\tau(Cu^{66})=860(30)$ ns.
Gleichzeitig mit den Messungen am 89 keV-Übergang wurden mit einem dritten NaJ(Tl)-Kristall von 38 mm Länge und

38 mm Durchmesser die Spinrotationsspektren von allen verzögerten γ-Strahlen beobachtet. Dabei ging es nicht um die Bestimmung des magnetischen Momentes sondern um den Vergleich der gemessenen Anisotropiekoeffizienten der einzelnen Übergänge mit denen aus der Theorie elektromagnetischer Übergänge (Yam 67). In Tabelle 3 sind die Ergebnisse aufgelistet. Es lassen sich keine Unterschiede zwischen den gemessenen und den für eine ($6 \xrightarrow{2} 4 \xrightarrow{1} 3 \xrightarrow{1} 2 \xrightarrow{1} 1$)-Kaskade berechneten Koeffizienten finden. Leider sind die Fehler der relativen A_2-Werte so groß, daß über die Reinheit der Multipolordnungen der Übergänge keine Aussagen gemacht werden können. A_4-Werte wurden nicht gefunden. Für die Lebensdauer und den g-Faktor des 6^--Zustandes im Cu^{66} wurden mit allen vier Übergängen der Kaskade übereinstimmende Ergebnisse erzielt.

TABELLE 3: Ergebnisse aus Zeitspektren verzögerter γ-Übergänge im Cu^{66}: Lebensdauern τ, g-Faktoren und Vergleich der gemessenen relativen Anisotropie-Koeffizienten A_2^{exp} mit denen aus der Theorie elektromagnetischer Übergänge A_2^{th} (Yam 67)

E_γ [keV]	τ [ns]	g-Faktor	A_2^{exp}	I_i	I_f	L	A_2^{th}
563	820(60)	+o.170(5)	+1.00	6	4	2	+1.00
316	910(60)	+o.172(3)	-o.84(16)	4	3	1	-o.71
89	850(60)	+o.171(5)	-o.79(16)	3	2	1	-o.72
186	870(60)	+o.174(4)	-o.65(15)	2	1	1	-o.74

IV.1.d) Lebensdauer und magnetisches Moment des 6^--Zustandes bei 1594 keV im Cu^{64}

Die Spinrotationsmessungen am Cu^{64} lieferten weitaus

ungenauere Ergebnisse als die am Cu^{66}. Zum einen ist die Lebensdauer viel kürzer, zum anderen gab es im verzögerten NaJ(Tl)-Energiespektrum keine freistehende Linie aus dem Cu^{64} außer dem 1019 keV-Übergang, dessen Nachweiswahrscheinlichkeit aber gering war. Abb. 7 zeigt das Modulationsspektrum des 159 keV-γ-Übergangs, aufgenommen unter den Winkeln ±135°, bei einem Magnetfeld von 34.17 kG und einer Targettemperatur von 40 °C. Die durchgezogene Kurve hat als beste Anpassung an die Meßpunkte $R(t_k)$ die Parameter ((Gleichung (13)) $\frac{2\pi}{\omega}$ = 111 ns, a = 2.8(3)%, $\varphi = 92^{\circ}$, $\lambda_{rel} = 0$.

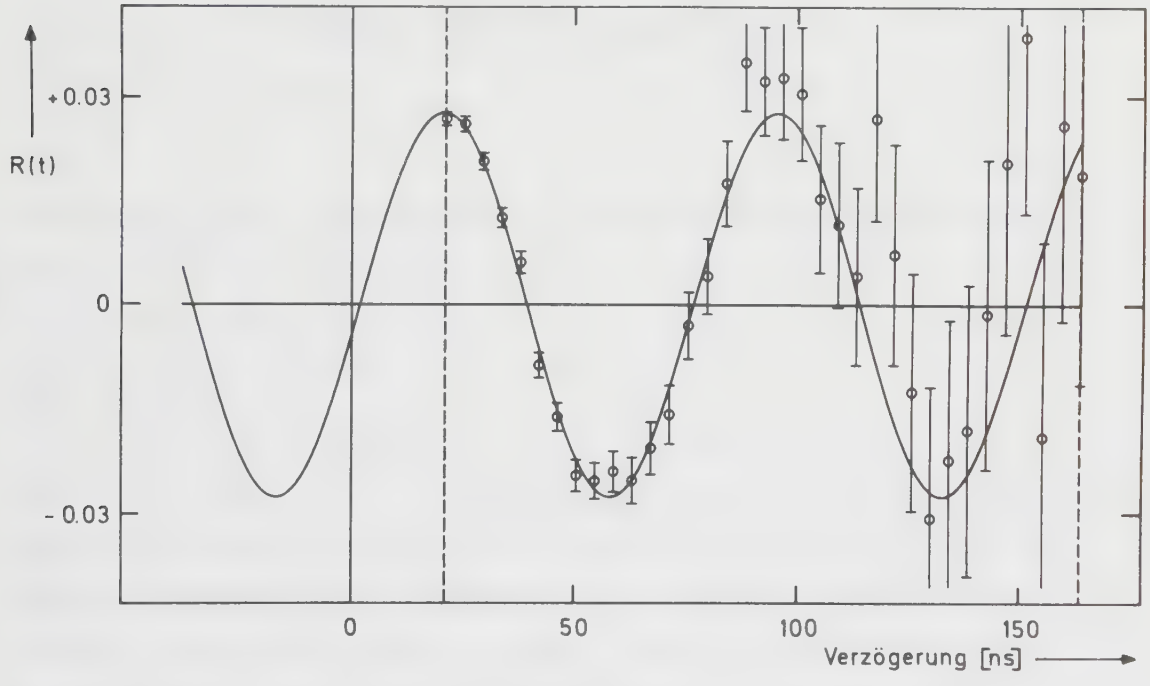


ABB.7: Spinpräzession vom 6^--Zustand bei 1594 keV im Cu^{64} bei einer Targettemperatur von 313 °K in einem äußeren Magnetfeld von 34.17 kG, beobachtet am 159 keV-Übergang.

Weitere Erläuterungen bei Abb.6.

Die Einzelergebnisse aus den Messungen an allen verzögerten γ-Übergängen im Cu^{64} sind in Tabelle 4 aufgeführt, wobei die Larmorfrequenzen im Verhältnis zur Larmorfrequenz des 198 keV-Niveaus im F^{19} angegeben sind.

TABELLE 4: Meßwerte aus den Zeitspektren verzögerter γ-Übergänge im Cu^{64}

E_γ [keV]	$\frac{\omega_L(Cu^{64})}{\omega_L(F^{19})}$	a [%]	τ [ns]
1019	+0.123(8)	+4.0(1.0)	30.0(1.5)
203+212	+0.125(7)	-3.8(1.0)	27 (3)
159	+0.120(3)	-2.8(3)	29.5(1.0)
Mittelwerte:	+0.122(3)		29.5(1.0)

Als Mittelwerte folgen für die Lebensdauer des 6^--Zustandes in Cu^{64} bei 1594 keV
$\tau = 29.5 \pm 1.0$ ns
und für den g-Faktor
$g = +0.176(5)$.
Die g-Faktoren der 6^--Zustände in Cu^{64} und Cu^{66} sind also innerhalb ihrer Fehlergrenzen gleich. Obwohl aus den oben angeführten Gründen die Anisotropiekoeffizienten für die verzögerten γ-Übergänge im Cu^{64} nur sehr ungenau gemessen werden konnten, stimmen sie im Vorzeichen und im Trend mit den theoretische Werten für eine ($6 \xrightarrow{2} 4 \xrightarrow{1} 3 \xrightarrow{1} 2 \xrightarrow{1} 1$)-Kaskade überein.

IV.2. Messungen am Cu^{62}

IV.2.a) Auswahl der Reaktionen und das Niveauschema

Niveaus im Cu^{62} lassen sich mit dem Berliner Beschleuniger nicht vom Cu^{63} aus bevölkern. Der Q-Wert für die (τ,α)-Reaktion am Cu^{63} beträgt zwar +10 MeV, aber mit der Einschußenergie von 7 MeV liegt man so weit unter dem Coulombwall von 11 MeV, daß der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion verschwindend klein wird. So blieben für die Anregung von Zuständen im Cu^{62} die Reaktion $Ni^{61}(d,n)Cu^{62}$ mit einem Q-Wert von +3.7 MeV und für die Bevölkerung tiefliegender Niveaus außerdem die (p,n)-Reaktion am Ni^{62} mit einem Q-Wert von -4.7 MeV. Zuerst wurde ein Ni^{61}-Target mit einem gepulsten 6.8 MeV-Deuteronenstrahl beschossen und die Energiespektren prompter und verzögerter γ-Strahlung in einem Bereich von 50 keV bis 1.2 MeV mit der unter III.3.2. beschriebenen Apparatur aufgenommen. Im prompten Energiespektrum traten 59 γ-Linien auf, von denen 18 auch verzögert zum Strahl beobachtet wurden. Aufgrund ihrer Energien und zum Teil ihrer Lebensdauern konnten die γ-Strahlen Übergängen im F^{19}, Al^{27}, Ni^{61}, Cu^{61}, Ni^{62}, Cu^{62} und im W^{182} zugeordnet werden. Außerdem traten die Ta-Röntgenlinien, die Vernichtungslinie und in den verzögerten Spektren die verbreiterte 693 keV-Linie aus der im Germaniumdetektor stattfindenden Reaktion $Ge^{72}(n,n'e)$ auf. Der 147 keV-, der 243 keV- und der 349 keV-Übergang im Cu^{62} zeigten in den zweidimensionalen Energie-Zeit-Spektren die gleiche Abklingzeit von 16.0(5) ns. Koinzidenzmessungen mit allen drei Linien, gleichzeitig und verzögert zum Strahlimpuls aufgenommen, ergaben, daß die gemessene Lebensdauer dem 390 keV-Niveau zuzuordnen ist, das zu 96% in den 41 keV-Zustand und zu 4% in den 243 keV-Zustand zerfällt.

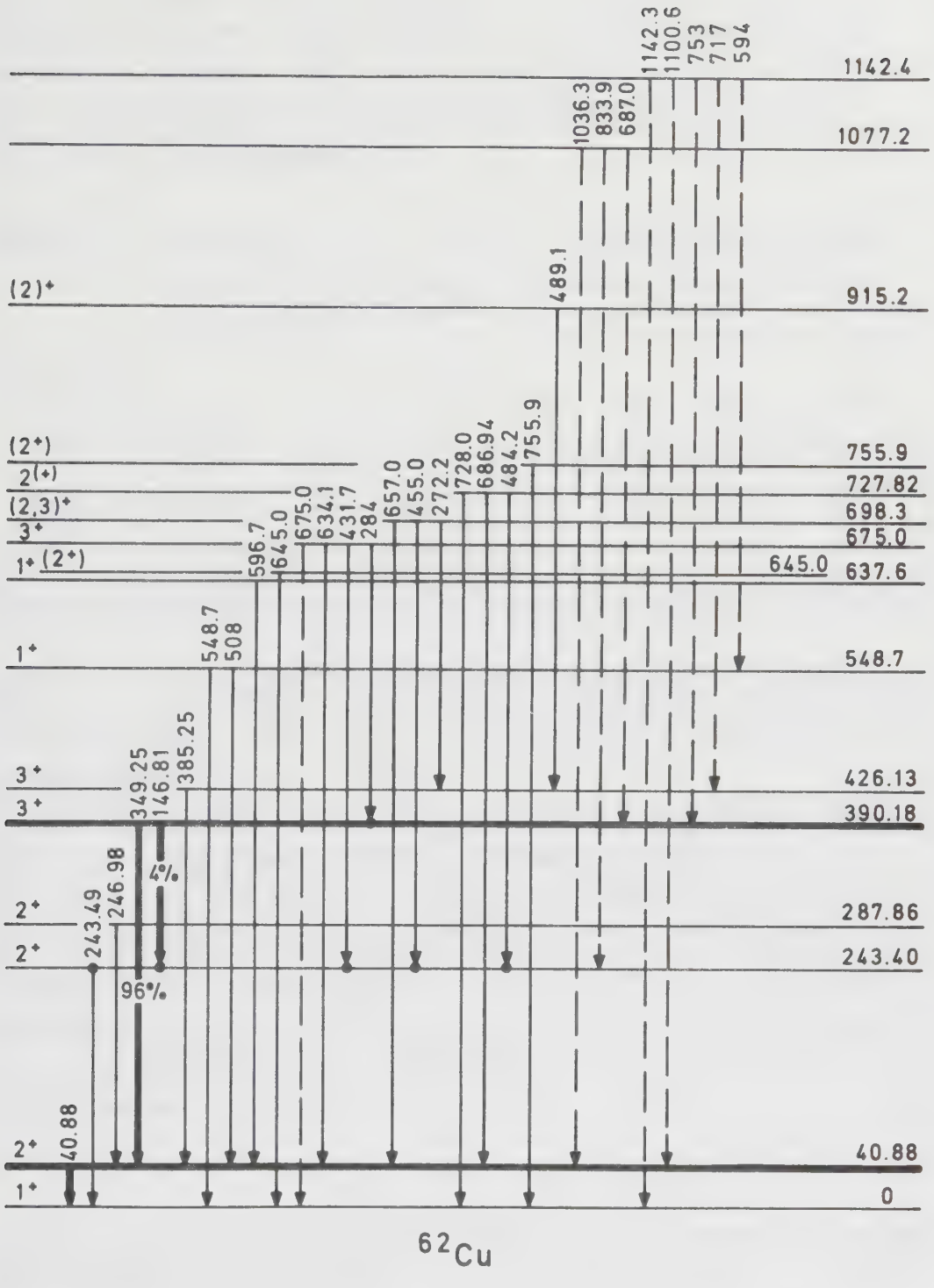


ABB.8: Niveauschema von Cu^{62} bis zu einer Anregungsenergie von 1.2 MeV. Die Spinzuordnung wurde der Arbeit von Davidson et al. (DavN 70) entnommen. Die gestrichelt gezeichneten Ubergänge waren bisher unbekannt.

Tabelle 5 zeigt, welche γ-Linien im Energiebereich von 50-500 keV zu den drei genannten Übergängen koinzident beobachtet wurden, und zwar im Zeitintervall von -9 ns bis +8 ns zum Eintreffen des Strahlimpulses (P) und 12 ns bis 115 ns danach (V).

TABELLE 5: Zum 147 keV-, 234 keV- und 349 keV-Übergang im Cu^{62} koinzidente γ-Linien nach der Reaktion $Ni^{61}(d,n)Cu^{62}$

$E_{\gamma 1}$ \ $E_{\gamma 2}$	147	243	284	349	432	455	484
147	-	V,P	-	-	-	-	-
243	V,P	-	-	-	P	P	P
349	-	-	P	-	-	-	-

Die Bezeichnungen stimmen mit denen in Tabelle 1 überein.

Der 284 keV-Übergang konnte nur in Koinzidenz zur 349 keV-Linie und nicht zur 24-mal schwächeren 147 keV-Linie gemessen werden.
Die gesamten Daten der Energie- und Koinzidenzmessungen sind im Niveauschema von Cu^{62} zusammengefaßt (Abb. 8). Dabei wurden die Spinzuordnungen der Arbeit von Davidson et al. (DavN 70) entnommen, Spin und Parität des 390 keV-Niveaus werden aber noch in V.2. diskutiert. Die unterbrochenen Linien gehören zu bisher ungekannten Übergängen. Die koinzident gemessenen Übergänge sind durch Punkte gekennzeichnet.

IV.2.b) Lebensdauern des 2^+-Zustandes bei 41 keV und des 3^+-Zustandes bei 390 keV

In einem kurzen Bericht geben Sunyar et al. (SunG 69) die

Halbwertszeit des 390 keV-Niveaus im Cu^{62} mit 11.5 ns und den g-Faktor mit 0.63 an. Da weder Fehlergrenzen für beide Werte noch irgendwelche Einzelheiten publiziert wurden, sollten im Rahmen dieser Arbeit die Lebensdauer und das magnetische Moment neu bestimmt werden. Das 390 keV-Niveau wurde durch die Reaktion $Ni^{61}(d,n)Cu^{62}$ bei einer Einschußenergie von E_d=6.8 MeV angeregt, und die Zerfalls-γ-Quanten sowohl zum 41 keV-Niveau als auch zum 243 keV-Niveau wurden nachgewiesen. Übereinstimmend folgte aus den Lebensdauerspektren beider Übergänge für das 390 keV-Niveau

τ = 16.0(3) ns .

Für die Lebensdauer des 41 keV-Niveaus lagen sehr unterschiedliche Werte vor, sie reichten von 3.6 ns (Bak 68) über 7.04 ns (BoŻG71) bis zu 7.4 ns (Zei 71). In der zuletzt zitierten Arbeit wurde die verzögerte Bevölkerung dieses Niveaus durch den 349 keV-Übergang des 390 keV-Niveaus nicht berücksichtigt. Messungen von Davidson et al. (DavN 70) zeigen, daß auch bei einer Protonenenergie von 5.8 MeV das 390 keV-Niveau angeregt wird, das dann mit seiner Lebensdauer von τ_2=16 ns fast ausschließlich in den ersten angeregten Zustand bei 41 keV zerfällt. Der zeitliche Verlauf der 41 keV-γ-Intensität läßt sich also nicht durch die Gleichung (14) beschreiben sondern hat nach Abzug des konstanten Untergrundes U die Form

$$S(t) = H_1 \cdot e^{-\lambda_1 t} + H_2 \cdot \frac{\tau_1}{\tau_2 - \tau_1} \left(e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t} \right) \quad . \tag{16}$$

Der erste Teil beschreibt den Zerfall der Cu^{62}-Kerne im 41 keV-Niveau, die zum Zeitnullpunkt bevölkert werden, der zweite Teil den Zerfall des 41 keV-"Tochterzustandes", der vom 390 keV-"Mutterzustand" gefüttert wird.

In Abb. 9 ist solch ein Spektrum zu sehen. Es wurde bei einer Einschußenergie von E_p = 5.8 MeV aufgenommen. Da die Lebensdauer des 390 keV-Niveaus gut doppelt so lang wie die des 41 keV-Niveaus ist, geht Gleichung (16) trotz eines Verhältnisses $H_1/H_2 \approx 20$ für große Zeiten in

$$S(t_{groß}) = H_2 \cdot \frac{\tau_1}{\tau_2 - \tau_1} \cdot e^{-\lambda_2 t} \qquad (17)$$

über. Aus der Zeichnung erhält man für τ_2 = 17.5(5) ns. Die Diskrepanz zum direkt gemessenen Wert von 16.0(8) ns ist ungeklärt. Subtrahiert man vom Originalspektrum die bis zum Zeitnullpunkt extrapolierte (gestrichelt gezeichnete) Exponentialfunktion (17), ergibt sich für τ_1 als 1. Näherung 7 ns. Mit dieser Näherung werden die Funktionswerte von $H_2 \cdot \frac{\tau_1}{\tau_2 - \tau_1}\left(e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}\right)$ bestimmt, die dann vom Originalspektrum abgezogen werden. So erhält man aus drei Einzelmessungen für die Lebensdauer des 41 keV-Niveaus im Cu^{62}

τ = 6.7(2) ns .

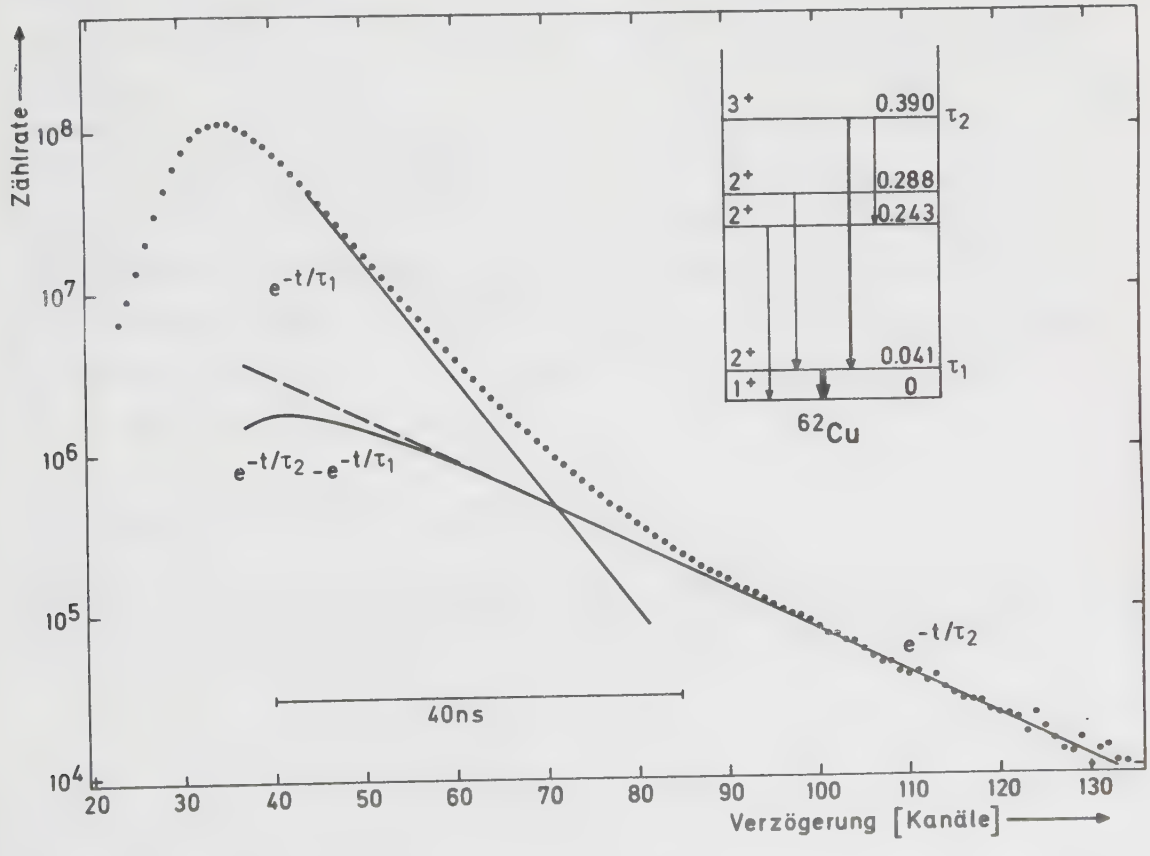


ABB.9: Zeitspektrum des 41 keV-Übergangs im Cu^{62}

IV.2.c) Spinpräzessionsmessungen am 390 keV-Niveau von Cu^{62} im paramagnetischen und im ferromagnetischen Nickel

Mithilfe der Reaktion $Ni^{61}(d,n)Cu^{62}$ wurde bei einer Deuteronenenergie von 6.8 MeV das 390 keV-Niveau im Cu^{62} angeregt und ausgerichtet. Zwei unter $+135^{\circ}$ und -135° zum Strahl stehende Detektoren beobachteten die Larmorpräzession der Cu^{62}-Kerne im Nickelgitter bei verschiedenen Targettemperaturen unterhalb und oberhalb des Curie-Punktes. Zur Ausrichtung der Weißschen Bezirke wurde ein externes Magnetfeld von 4.7 kG an die ferromagnetische Nickelprobe gelegt. Am Orte der Kupferkerne wirkte dann ein Magnetfeld

$$\vec{B}_n = (1+K)\vec{B}_{ext} + \left\{\frac{B_0}{4\pi M_0} - (1+K)(N-1/3)\right\} 4\pi \vec{M}_{Ni}(\vec{B}_{ext},T) \quad . \tag{18}$$

Hierin bedeuten K die Knight-shift-Konstante für Kupfer in Nickel, $\vec{M}$ die Magnetisierung und N der Entmagnetisierungsfaktor. $\frac{B_0}{4\pi M_0} = \alpha$ ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der Magnetisierung und der Fermikontaktwechselwirkung. Gleichung (18) wird ausführlich von Bleck (Ble 70) diskutiert. Für den hier beschriebenen Fall ist N gleich 1/3, da eine kugelförmige Probe verwendet wurde. Die Knight-shift-Konstante K ist unbekannt und wird, da sie im allgemeinen kleiner als 1% ist (Nar 70), im folgenden gleich Null gesetzt. Dies hat zur Folge, daß alle Felder $\vec{B}_n$ um den Faktor (1+K) zu klein sind. Gleichung (18) vereinfacht sich damit zu

$$\vec{B}_n = \vec{B}_{ext} + 4\pi \cdot \alpha \cdot \vec{M}_{Ni}(\vec{B}_{ext},T) \quad . \tag{19}$$

Der zweite Summand, das Hyperfeinfeld für Cu in einem Ni-Gitter, ist von Bancroft (Ban 70) und von Asayama

(Asa 63) durch NMR-Messungen bestimmt worden. Bancroft erhält bei 4.2 °K für das Hyperfeinfeld von Cu in einer 2at.% Cu- 98at.% Ni-Legierung B_{hf}=-49.2 kG. Für extremverdünnte Lösungen von Cu in Ni wird daraus nach dem von Asayama gemessenen Konzentrationsverhalten $B_{hf}^{4.2°K}$ =-51.1 kG. Zusammen mit der Sättigungsmagnetisierung M_0 (DanH 68) ergibt sich für den Verstärkungsfaktor α=-7.84.

Da das magnetische Moment des implantierten Ions Kupfer Null ist, sollten die Temperaturabhängigkeit dieses Hyperfeinfeldes und die der Sättigungsmagnetisierung von Nickel ungefähr gleich sein. Die in Tabelle 6 angegebenen Hyperfeinfelder B_{hf}^{WF} sind aus $B_{hf}^{4.2°K}$ mit den Magnetisierungsdaten für Nickel von Weiss und Forrer (WeiF 26, WeiF 29) berechnet. Der angegebene Fehler berücksichtigt neben der Genauigkeit von Weiss und Forrer auch eventuelle Abweichungen unserer Nickelprobe von der Kugelform. Ein um 50% unterschiedliches N - das entspricht z.B. einem langgestreckten Rotationsellipsoid mit einem Achsenverhältnis von 2:1 - ändert das Hyperfeinfeld nur um 2%.

Um Abweichungen im Temperaturverlauf des Hyperfeinfeldes festzustellen, wurde der g-Faktor des 390 keV-Niveaus auch im paramagnetischen Nickel gemessen. Im paramagnetischen Bereich vereinfacht sich die Formel (19) zu

$$\vec{B}_n = (1+\beta)\vec{B}_{ext} \quad , \tag{20}$$

wobei $\beta=\alpha\cdot 4\pi\cdot\rho\chi_g(T,H)$ ist. ρ ist die Dichte des Targetmaterials und $\chi_g(T,H)$ die Curie-Weiss-Suszeptibilität, die für eine Nickelprobe von Weiss und Forrer (WeiF 26) gemessen wurde. Für ein externes Feld von 22.22 kG und einer Targettemperatur von 983 °K erhält man

TABELLE 6: Zusammenstellung der Ergebnisse aus den Spinrotationsspektren des 390-keV-Niveaus von Cu^{62} in paramagnetischem Nickel bei einem externen Magnetfeld von 22.22 kG und in ferromagnetischem Nickel bei einem externen Magnetfeld von 4.70 kG. Der ferromagnetische Curiepunkt ist 627 °K.

E_γ [keV]	Target-temper. [°K]	T_M [ns]	Ampl. [%]	Phase [ϕ]	B_{ext} [kG]	B_{hf}^{WF} [kG]	B_n [kG]	g-Faktor
349	973	44.85(2o)	+7.1(3)	27o°	22.22	- o.31	21.91(8)	+o.667(4)
349	1o5	21.3(5)	+5.3(3)	9o°	4.7o	-5o.7(5)	-46.o(5)	+o.669(17)
349	3o4	23.o(4)	+5.o(3)			-47.4(6)	-42.7(6)	+o.667(15)
349	515	31.5(1o)	+6.3(4)			-36.4(7)	-31.7(6)	+o.656(24)
147	3o4	22.8(8)	+2.5(5)			-47.4(6)	-42.7(6)	+o.673(25)
147	515	32.2(15)	+2.7(7)			-36.4(7)	-31.7(6)	+o.642(33)

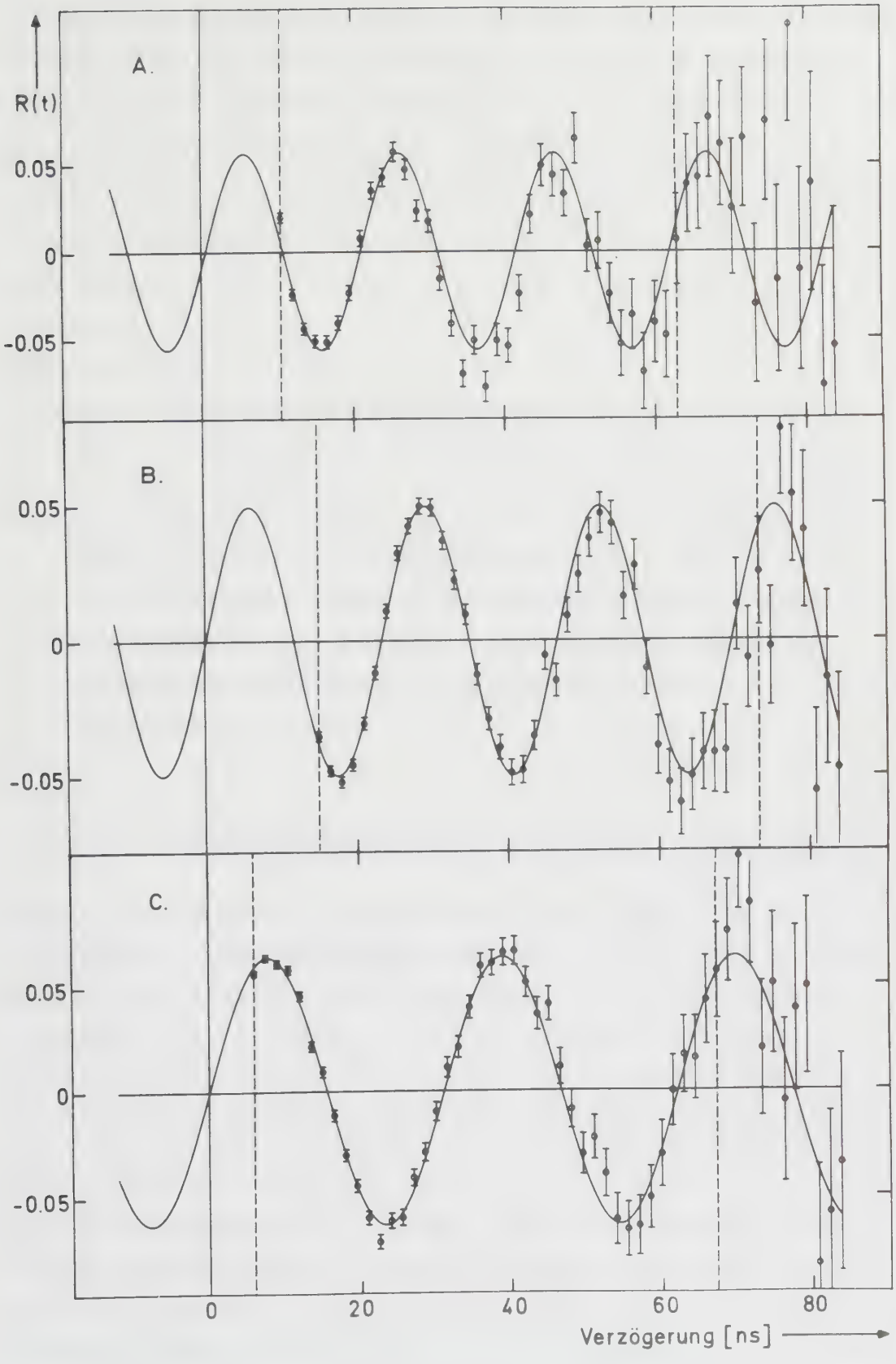


ABB.10: Modulationsspektren R(t) für das 390 keV-Niveau im Cu^{62}
Aufgenommen wurde die Spinpräzession des 349 keV-Übergangs in einem ferromagnetischen Ni^{61}-Target bei einem externen Magnetfeld von 4.70 kG und Targettemperaturen von 105 °K (A.), 304 °K (B.) und 515 °K (C.).

χ_g(983 °K, 22.22 kG) = $1.60 \cdot 10^{-5}$ cm^3/g und damit β=-0.014, B_n ist also 21.91 kG. In Tabelle 6 sind die Ergebnisse der Spinrotationsmessungen am 390 keV-Niveau in para- und in ferromagnetischem Nickel zusammengefaßt. Abb. 10 zeigt außerdem die Spinpräzessionsspektren für das 390 keV-Niveau, gemessen am 349 keV-Übergang bei Targettemperaturen unterhalb des Curie-Punktes.
Der g-Faktor des 3^+-Niveaus im Cu^{62} bei 390 keV beträgt demnach

g = +0.667(4) .

Weitere Ergebnisse dieser Messung sind:

1. Die Anisotropie der 349 keV-γ-Strahlung ist doppelt so groß wie die der 147 keV-Strahlung (siehe V.2.a).
2. Die Anisotropie der 349 keV-Strahlung zeigt eine Abhängigkeit von der Targettemperatur (siehe V.4.).
3. Eine zeitliche Abnahme der Anisotropie war nicht zu beobachten: $\tau_{rel} \geq 1$ µsec. Daraus folgt, daß die Temperaturschwankung im Brennfleck kleiner als 1.7 °K war (siehe V.4.).

IV.2.d) Spinrotationsmessungen am 41 keV-Niveau von Cu^{62}

Der g-Faktor des 41 keV-Niveaus wurde durch die Beobachtung der Larmorpräzession in einer Ni^{61}- und in einer Ni^{62}-Kugel bestimmt. Die Messungen in Ni^{61} geschahen gleichzeitig mit denen am 390 keV-Niveau bei einer Targettemperatur von 105 °K. Die Anpassungsfunktion an die Modulationskurve lieferte für die Periodendauer T_M = 21.2(8) ns, so daß der g-Faktor für das 41 keV-Niveau g=+0.67(3) ist.
In der Meßreihe am Ni^{62} wurde das 41 keV-Niveau durch die (p,n)-Reaktion bei einer Einschußenergie von 5.8 MeV angeregt und die Spinrotation im para- und ferromagnetischen Nickel beobachtet. Bei den Messungen im paramagne-

tischen Bereich bei 873 ^{o}K wurde ein externes Feld von 23.01 kG an die Targetprobe gelegt. Dafür erhält man als Suszeptibilität χ_g(873 ^{o}K, 23.01 kG) = $2.41 \cdot 10^{-5}$ cm^3/g, als β=-0.021 und als B_n=22.53(10) kG. Zusammen mit der beobachteten Modulationsperiode von T_M=44.0(7) ns berechnet sich der g-Faktor des 2^+-Zustandes im Cu^{62} bei 41 keV zu

g = +0.661(12) .

Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmt dieser Wert mit dem aus der (d,n)-Reaktion (g=+0.67(3)) und mit dem von Bożek et al. (BożG 71) aus einer Messung der gestörten $\gamma\gamma$-Winkelkorrelation an einer Zn^{62}-Quelle gewonnen Wert von g=0.67(6) überein. Der von uns (BleM 71b) vorgelegte g-Faktor von g=+0.61(3) weicht jedoch davon ab. Die Abweichung wird in Abschnitt V.4.b diskutiert. Die g-Faktoren des 41 keV-Niveaus und des 390 keV-Niveaus im Cu^{62} sind innerhalb ihrer Fehlergrenzen gleich. Obwohl das 390 keV-Niveau fast ausschließlich ins 41 keV-Niveau zerfällt, wird die Messung am 41 keV-Zustand hiervon nicht beeinflußt, denn der 41 keV-Zustand wird nach der (p,n)-Reaktion mit E_p=5.8 MeV überwiegend prompt bevölkert, wie Abb. 9 zeigt. Die große Anisotropie von 13% in der Winkelverteilung der 41 keV-γ-Quanten beweist außerdem, daß bei der prompten Bevölkerung eine Ausrichtung erfolgt. Mit dem neubestimmten g-Faktor sollte nun die Temperaturabhängigkeit des Hyperfeinfeldes von Cu in Ni geprüft und gleichzeitig das Relaxationsverhalten der Kupferkerne im 41 keV-Zustand untersucht werden. Dazu wurde die von Zeitz (Zei 71) verwendte Ni^{62}-Kugel mit Protonen der Energie 5.8 MeV beschossen. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 7 zusammengefaßt. Im Fehler der am Kernort wirksamen Felder B_n sind der des g-Faktors, der der Modula-

tionsfrequenz und mit $\pm 2^{\circ}$ der der Temperaturmessung berücksichtigt worden. Die Temperaturmessung war in diesem Experiment genauer als in dem von Bleck (Ble 70) beschriebenen, wo eine systematische Verschiebung um 4° beobachtet wurde, da dort das Thermoelement an der dem Strahl abgewandten Seite der Nickelkugel, hier aber 1 mm neben dem Brennfleck angepunktet war. Aus der unteren Grenze für die Relaxationszeit $\tau_{Rel} \gtrsim 300$ ns bei 583 $^{\circ}$K folgt außerdem, daß die Temperaturschwankung am Targetort kleiner als 2.7 $^{\circ}$K war (siehe V.4.). Obwohl keinerlei Abschwächung der Anisotropie während der ersten 80 ns nach Anregung des Niveaus beobachtet wurde, kann wegen der schwierigen Bestimmung des Untergrundes (siehe IV.2.b) die untere Grenze für τ_{Rel} nicht höher angesetzt werde .
Die Abweichung der aus diesen Messungen gewonnenen Hyperfeinfelder B_{hf}^{gem} von den Werten B_{hf}^{WF} (Definition siehe V.2.c) und die Relaxationszeiten τ_{Rel} werden in Abschnitt V.4. diskutiert.

TABELLE 7: Ergebnisse aus den Spinrotationsmessungen am 41keV-Niveau im Cu^{62} bei verschiedenen Targettemperaturen. Das Niveau wurde durch die Reaktion $Ni^{62}(p,n)Cu^{62}$ angeregt. Die am Kernort wirksamen Magnetfelder B_n wurden unter Verwendung des bei 873 °K gemessenen g-Faktors von +0.661(12) berechnet. B_{hf}^{WF} wird in Abschnitt IV.2.c) erklärt.

Targettemperatur [°K]	T_M [ns]	Ampl. a [%]	Phase	τ_{Rel} [ns]	B_n [kG]	B_{ext} [kG]	B_{hf}^{gem} [kG],	B_{hf}^{WF} [kG]	$\delta B = B_{hf}^{WF} - B_{hf}^{gem}$ [kG]
1o6	24.85(25)	-12.o(5)		3o(5)	-39.7(8)	4.oo	-43.7(8)	-5o.7	+7.o
3o5	27.o(5)	-13(1)	~9o°	34(3)	-36.5(9)	4.oo	-4o.5(9)	-47.4	+6.9
513	33.3(1o)	-11(1)		65(1o)	-29.6(1o)	4.24	-33.8(1o)	-36.7	+2.9
583	44.7(4)	-9.8(5)		>3oo	-22.1(6)	4.24	-26.3(6)	-27.1	+o.8
673	48.8(2o)	-1o.5(1o)	~27o°	>3oo	+2o.o(9)	23.o1	-3.o(9)	-3.5	+o.5
873	44.o(7)	-9.o(5)		>3oo	+22.5	23.o1	-o.5	-o.5	—

V. Diskussion der Meßergebnisse

V.1. Cu^{64} und Cu^{66}

V.1.a) Niveauschemata von Cu^{64} und Cu^{66}

Die bisher ausführlichsten Messungen der γ-Übergänge in Cu^{64} und Cu^{66} stammen von Shera und Bolotin (SheB 68), die die Niveaus mithilfe des Einfangs thermischer Neutronen in Cu^{63} bzw. Cu^{65} und nachfolgender γ-Strahlung bevölkerten. Da mit thermischen Neutronen kein Bahndrehimpuls übertragen werden kann, werden beim Einfang nur Resonanzen bevölkert, deren Spins sich um den Eigendrehimpuls des Neutrons von dem Spin des Ausgangszustands unterscheiden und bei denen die Parität übereinstimmt. In dem hier behandelten Fall werden also nur 1^-- und 2^--Resonanzen in den beiden Kupferkernen angeregt, die dann durch Emission von γ-Strahlen in energetisch tiefliegende Zustände mit Spins zwischen 0 und 3 übergehen. Weitere Zustände in Cu^{64} und Cu^{66}, insbesondere solche mit Spins >3, wurden in (d,p)- und (d,α)-Reaktionen gefunden (DaeP 69). Die hier vorgelegten γ-Messungen bestätigen ausnahmslos die von Daehnick und Park vorgeschlagenen Niveauschemata.

Das Dublett bei 1594 keV im Cu^{64}: Beim Einfang thermischer Neutronen in Cu^{63} wurde ein Niveau bei 1594 keV bevölkert. Da außerdem die (l=4)-Winkelverteilung der α-Teilchen aus der Reaktion $Zn^{66}(d,\alpha)Cu^{64}$ zum gleichen Zustand (DaeP 69) als mögliche Werte für I^π $3^+,4^+,5^+$ zuläßt, hat dieses Niveau als Spin und Parität 3^+. Andererseits folgt für ein 1594 keV-Niveau im Cu^{64} aus der (l=4)-Winkelverteilung der Protonen aus der Reaktion $Cu^{63}(d,p)Cu^{64}$ für I^π $3^-,4^-,5^-,6^-$ (DaeP 69). Die Ergebnisse der hier beschriebenen Lebensdauer- und g-Faktormessungen sind verträglich mit Spin und Parität $I^\pi=6^-$ für dieses Niveau,

das heißt, im Cu^{64} gibt es bei 1594 keV zwei Zustände innerhalb von 0.5 keV (Abb. 4).

Das Dublett bei 1240 keV im Cu^{64}: Die γ-Strahlen von 495 keV, 1080 keV und 1243 keV, die Shera und Bolotin in Koinzidenz zur 6476 keV-Strahlung nach der (n,γ)-Reaktion am Cu^{63} beobachteten, können aufgrund ihrer Energien nicht von einem Zustand bei 1242 keV emittiert werden sondern von den beiden Niveaus bei 1240.5 keV und 1242.6 keV.

Das 896 keV-Niveau im Cu^{64}: Zwischen den Reaktionsdaten von Daehnick und Park und den γ-Winkelverteilungsmessungen von Davidson et al. (DavD 70) gibt es hinsichtlich des Spins des 896 keV-Niveaus im Cu^{64} eine Diskrepanz. Das Fehlen des Grundzustandsübergangs auch in unseren Messungen spricht für die von Davidson et al. vorgeschlagene Zuordnung $I^{\pi}=3^{+}$.

Das 238 keV-Niveau im Cu^{66}: Die Existenz dieses Zustandes muß sehr angezweifelt werden, da er weder durch Transferreaktionen (DaeP 69) angeregt noch durch γ-Strahlen bevölkert wird (SheB 68 ; diese Arbeit, Abb. 5). Der 185 keV-Übergang im Cu^{64} vom 344 keV- in den 159 keV-Zustand und der Grundzustandsübergang des 362 keV-Niveaus (DavD 70, WelW 71) konnten nicht beobachtet werden, da sie beide von prominenten γ-Linien aus dem Cu^{66} überlagert wurden. Die 186 keV-Linie aus dem Cu^{66} ist so intensiv, daß in den Koinzidenzspektren die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Koinzidenz mit der 159 keV-Linie aus dem Cu^{64} und der echten Koinzidenz mit Compton-Untergrund unter der 159 keV-Linie, der von Übergängen zum 186 keV-Niveau stammt, viel größer ist als die Wahrscheinlichkeit einer echten Koinzidenz der 185 keV-Linie aus dem Cu^{64} mit der 159 keV-γ-Strahlung.

Für Übergänge im Cu^{66} liegen keine γ-Winkelkorrelations-

messungen vor. Die aus Transferreaktionen gewonnenen Spinzuordnungen von 4^+ für das 591 keV-Niveau und von 6^- für den 1154 keV-Zustand (DaeP 69) stimmen mit den Lebensdauer- und g-Faktor-Messungen dieser Arbeit überein.

V.1.b) Vergleich der gemessenen Lebensdauern der 6^--Zustände in Cu^{64} und Cu^{66} mit den Weisskopf-Abschätzungen

Aus der Analyse der Transferreaktionsdaten (DaeP 69) folgten als mögliche Spinzuordnungen für den einen Zustand des Dubletts bei 1594 keV $I^\pi = 3^-, 4^-, 5^-, 6^-$. Die Ähnlichkeit der Niveauschemata von Cu^{64} und Cu^{66}, die Übereinstimmung der gemessenen g-Faktoren und die Tatsache, daß der Zustand mit einer γ-Übergangswahrscheinlichkeit von etwa $10^8\ sec^{-1}$ in das 1o19 keV tieferliegende 4^+-Niveau zerfällt, favorisieren den Spin 6. Ein Vergleich der gemessenen Lebensdauer mit den Weisskopf-Abschätzungen bestätigt dies (Tabelle 8).
Nach dem Schalenmodell sollten der tiefstliegende 6^--Zustand im $Cu^{64}(Cu^{66})$ die Konfiguration

$$\left[(\pi 2p_{3/2})^1_{3/2^-}\,(\nu 2p_{3/2})^4_{0^+}(\nu 1f_{5/2})^{2(4)}_{0^+}\,(\nu 1g_{9/2})^1_{9/2^+}\right]_{6^-}$$

für die Teilchen außerhalb des doppeltmagischen Ni^{56}-Rumpfes und der 4^+-Zustand die Konfiguration

$$\left[(\pi 2p_{3/2})^1_{3/2^-}\,(\nu 2p_{32})^4_{0^+}(\nu 1f_{5/2})^{3(5)}_{5/2^-}\right]_{4^+}$$

haben. Ein Übergang zwischen diesen beiden Zuständen wird durch den magnetischen Multipoloperator M2 beschrieben und hat die Wahrscheinlichkeit T(M2):

$$T(M2) = 8\pi c \cdot \frac{e^2}{\hbar c}\cdot\frac{L+1}{L\left[(2L+1)!!\right]^2}\cdot k^{2L+1}\cdot B(M2) \qquad (21)$$

mit L=2.
In der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit B(M2)

ist die spezielle Struktur der am Übergang $i \longrightarrow f$ beteiligten Kernzustände zusammengefaßt:

$$B(M2) = \frac{1}{2J_i+1} \left| \langle f \| M2 \| i \rangle \right|^2 . \qquad (22)$$

Trägt zum Übergang nur ein Teilchen bei $|i\rangle = |j'\rangle \longrightarrow |f\rangle = |j\rangle$ und stimmt der Kernspin jeweils mit dem Teilchendrehimpuls überein, so gilt für die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit:

$$B_{sp}(M2) = \frac{1}{2j'+1} \left| \langle j \| M2 \| j' \rangle \right|^2 . \qquad (23)$$

Bei einem Übergang in einem uu-Kern

$|i\rangle = |j_1' j_2' J'\rangle \longrightarrow |f\rangle = |j_1 j_2 J\rangle$

ist das Matrixelement

$$\begin{aligned}
&\langle j_1 j_2 J \| M2_{(1)} + M2_{(2)} \| j_1' j_2' J' \rangle = \\
&\langle j_1 j_2 J \| M2_{(1)} \| j_1' j_2' J' \rangle + \langle j_1 j_2 J \| M2_{(2)} \| j_1' j_2' J' \rangle = \\
&(-)^{j_1+j_2+J+2} \hat{J}\hat{J}' \begin{Bmatrix} j_1 & J & j_2 \\ J' & j_1' & 2 \end{Bmatrix} \delta_{j_2 j_2'} \langle j_1 \| M2_{(1)} \| j_1' \rangle + \\
&(-)^{j_1+j_2+J+2} \hat{J}\hat{J}' \begin{Bmatrix} j_2 & J & j_1 \\ J' & j_2' & 2 \end{Bmatrix} \delta_{j_1 j_1'} \langle j_2 \| M2_{(2)} \| j_2' \rangle
\end{aligned} \qquad (24)$$

mit $\hat{J} = \sqrt{2J+1}$.

Nur im reinen Umkopplungsmultiplett $j_1 = j_1'$, $j_2 = j_2'$ tragen beide Teilchen zur Übergangswahrscheinlichkeit bei. In den oben genannten Konfigurationen ist das unpaarige Proton immer in der $2p_{3/2}$-Schale ($j_2' = j_2$), so daß nur das springende Teilchen berücksichtigt werden muß und sich die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit darstellen läßt als

$$B_{uu}(M2) = \frac{1}{2J'+1} \left| \hat{J}\hat{J}' \begin{Bmatrix} j_1 & J & j_2 \\ J' & j_1' & 2 \end{Bmatrix} \langle j_1 \| M2 \| j_1' \rangle \right|^2 \cdot \delta_{j_2 j_2'} \qquad (25)'$$

so daß man als Verhältnis der B(M2)-Werte den Ausdruck erhält:

$$\frac{B_{uu}(M2)}{B_{sp}(M2)} = (2J+1)(2j_1'+1)\begin{Bmatrix} j_1 & J & j_2 \\ J' & j_1' & 2 \end{Bmatrix}^2 . \quad (26)$$

Geschieht der γ-Übergang zwischen zwei Zuständen mit gestreckten Kopplungen ($J'=j_1+j_2$, $J=j_1+j_2$), wie bei den beiden hier betrachteten Kernen, so ist $B_{uu}=B_{sp}$, denn die Übergangswahrscheinlichkeiten sind gleich groß:

$$\left\langle j_1\ j_2\ {}^{(j_1+j_2)}_{M=j_1+j_2} \middle| M2 \middle|\ j_1+2\ j_2\ {}^{(j_1+j_2+2)}_{M=j_1+j_2+2} \right\rangle = \left\langle {}^{j_1}_{M=j_1} \middle| M2 \middle| {}^{j_1+2}_{M=j_1+2} \right\rangle .$$

Die Lebensdauern von 6^--Zuständen im Cu^{64} und Cu^{66} lassen sich also durch Einteilchenübergangswahrscheinlichkeiten abschätzen. Aus Tabelle 8 folgt, daß die gemessenen Lebensdauern nach diesen Weisskopf-Abschätzungen nur mit dem M2-Typ verträglich sind.

TABELLE 8: Weisskopf-Abschätzungen für die Lebensdauern des 1594 keV-Niveaus im Cu^{64} und des 1154 keV-Niveaus im Cu^{66}

Übergänge	E2	M2	E3	M3	Experiment
$\tau_{sp}[Cu^{64}]$	55 ps	o.78 ns	8.o µs	5o µs	29.5 ns
$\tau_{sp}[Cu^{66}]$	1.o ns	15 ns	47o µs	3.o ms	86o ns

Nimmt man andererseits die Weisskopf-Abschätzung als gültig an, so folgt aus dem M2-Charakter der Strahlung, zusammen mit der einfachsten Form des Schalenmodells, dem Schalenmodell unabhängiger Teilchen, daß bei den beobachteten Übergängen ein $1g_{9/2}$-Neutron in den $1f_{5/2}$-Zustand wechselt. Die Richtigkeit der Annahmen wird dadurch gestützt, daß beide gemessenen Lebensdauern gegenüber den Weisskopf-Abschätzungen um etwa den gleichen Faktor verzögert sind, der auch bei anderen M2-Übergän-

gen zwischen $(J^\pi)_i = 9/2^+ \longrightarrow (J^\pi)_f = 5/2^+$ in dem Massenbereich um A=70 sowohl für gu- als auch für ug-Kerne üblich ist(Tabelle 9).

TABELLE 9: M2-Übergangswahrscheinlichkeiten für $9/2^+$-Zustände und für die 6^--Zustände im Cu

Kern	E_γ	τ_{exp}	τ_{sp}	τ_{exp}/τ_{sp}
$_{32}Ge^{69}_{37}$	398	4.0µs	0.087µs	46
$_{32}Ge^{71}_{39}$	23	28.9ms	0.83 ms	35
$_{33}As^{71}_{38}$	999	28.6ns	0.50 ns	57
$_{33}As^{73}_{40}$	359	8.1µs	0.080µs	101
$_{33}As^{75}_{42}$	24	23.7ms	0.67 ms	35
$_{33}As^{77}_{44}$	210	116 µs	1.1 µs	95
$_{29}Cu^{64}_{35}$	1019	29.5ns	0.78ns	38
$_{29}Cu^{66}_{37}$	563	860 ns	15 ns	57

Die Meßwerte sind der Tabelle von V.S.Shirley (Shi 71) entnommen.

V.2. Cu^{62}

V.2.a) Spin des 390 keV-Niveaus und Multipolcharakter der beobachteten γ-Übergänge

Sunyar et al. (SunG 69) schlagen als Spin und Parität für den 390 keV-Zustand $J^\pi=3^+$ vor. Sie bevölkerten den Zustand mithilfe der Reaktion $Ni^{60}(\alpha,pn\gamma)Cu^{62}$ und beobachteten die Zerfalls-γ-Quanten von 147 keV und 349 keV. Der von ihnen gefundene M1-Multipolcharakter (DavN 70) für beide Übergänge konnte nicht bestätigt werden: Für die 349 keV-γ-Strahlung

ergaben die hier beschriebenen Messungen einen positven Anisotropiekoeffizienten A_2 der Größe +o.o94(4) und für die 147 keV-γ-Strahlung ein A_2 von +o.o44(7). Beide Übergänge müssen nach der Theorie elektromagnetischer Strahlung (Yam 67) mindestens zu 5% vom E2-Typ sein. Dabei ist eine maximale Ungleichbesetzung der m-Quantenzahlen im 390 keV-Niveau vorausgesetzt. Dies wird mithilfe einer Kernreaktion nicht erreicht, so daß bei beiden Übergängen der E2-Anteil weit größer sein kann. Der 147 keV-Übergang ist aber sicher ein gemischter E2/M1-Typ, denn bei gleichem Spin der Endzustände (2^+) ist das A_2 der niederenergetischen γ-Strahlung um einen Faktor 2 kleiner als das der höherenergetischen. Es wird also für Spin und Parität des 390 keV-Niveaus $J^\pi=3^+$ bestätigt.

Dieses 3^+-Niveau zuefällt durch γ-Strahlung, zum Teil vom E2-Typ, in den 2^+-Zustand bei 41 keV, der als dominante Konfiguration ($\pi 2p_{3/2}\nu 2p_{3/2}$) hat (PhiJ 68, DavN 70). Das unpaarige Neutron des 390 keV-Zustandes muß dementsprechend in der $1f_{5/2}$-Unterschale sitzen, denn nur durch die l-Verbotenheit des M1-Übergangs $1f \not\rightarrow 2p$ ist die E2-Strahlung zu erklären. Die ($\pi 2p_{3/2}\nu 1f_{5/2}$)-Konfiguration für den 3^+-Zustand wird durch den Vergleich des gemessenen g-Faktors mit empirischen Werten (Tabelle 12) gestützt.

Die größere M1-Beimischung bei der 147 keV-γ-Strahlung wird von der kleineren γ-Übergangsenergie herrühren, denn dadurch gewinnen auch kleine Komponenten von ($\nu 1f_{5/2}$) im 243 keV-Niveau bzw. von ($\nu 2p_{3/2}$)im 390 keV-Niveau an Bedeutung. Die wesentliche Konfiguration des 243 keV-Zustandes ist ($\pi 2p_{3/2}\nu 2p_{3/2}$) (HjoA 66).

Das Fehlen der Grundzustandsübergänge vom 390 keV-Niveau und von vielen anderen Zuständen könnte dadurch erklärt werden, daß beim Cu^{62}-Grundzustand die beiden unpaarigen Teilchen an einen anderen Vibrationszustand des Ni^{60}-Rumpfes angekoppelt sind als etwa beim 41 keV-Zustand. Auerbach (Aue 67) zeigte für die ungeraden Nickelisotope und Weidinger (Wei 69) für Zn^{65}, daß sich typische Eigenschaften der Niveauschemata gut beschreiben lassen, wenn man die unpaarigen Neutronen an O-, 1- und 2-Phononenzustände der Rümpfe ankoppelt.

V.2.b) Vergleich der Lebensdauern des 41 keV- und des 390 keV-Niveaus im Cu^{62} mit Weisskopf-Abschätzungen und Übergängen innerhalb reiner Umkopplungsmultipletts

Das Verhältnis der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Einteilchenwerten und den Werten in uu-Kernen läßt sich für den Fall, daß eines der beiden ungepaarten Teilchen im selben Zustand bleibt, allgemein schreiben (siehe auch Gleichung (26)):

$$\frac{B^K(j_1' j_2' J' \rightarrow j_1 j_2 J)}{B^K(j_1' \rightarrow j_1)} = (2J+1)(2j_1'+1)\begin{Bmatrix} j_1 & J & j_2 \\ J' & j_1' & K \end{Bmatrix}^2 \quad (27)$$

Bei Übergängen in uu-Kernen müssen also die Weisskopf-Abschätzungen korrigiert werden.

Der 41 keV-Übergang im Cu^{62} ist mit Sicherheit vom Typ M1 mit höchstens 1% E2-Beimischungen (Zei 71). Für einen M1-Übergang zwischen einem $2p_{3/2}$ - und einem $2p_{1/2}$ -Neutron im Cu^{62} +) beträgt bei einer γ-Energie von 41 keV die Einteilchenübergangswahrscheinlichkeit

$T_{sp}(M1) = 2.0 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$.

Damit wird die Übergangswahrscheinlichkeit im uu-Kern

$T_{uu}(M1) = 1.0 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$.

Bei der zweiten Hauptkomponente $|\pi 2p_{3/2} \upsilon 2p_{3/2} 1^+\rangle$ des Grundzustandes tragen sowohl das Proton als auch das Neutron zur Übergangswahrscheinlickeit bei, da es sich dabei um einen M1-Übergang innerhalb eines reinen Umkopplungsmultipletts handelt. Mit der im Anhang entwickelten Formel (A11) wird mit den empirischen g-Faktoren

$T_{2^+ \rightarrow 1^+}(\text{emp.}) = 1.3 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$

und mit den Schmidtwerten

$T_{2^+ \rightarrow 1^+}(\text{s.p.}) = 5.4 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$.

Analog berechnet sich die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen der zweitgrößten Komponente des 41 keV-Niveaus $|\pi 2p_{3/2} \upsilon 2p_{1/2} 2^+\rangle$ und den Komponenten der Grundzustands-Wellenfunktion mit

+) Die Wellenfunktionen für den Grundzustand und den ersten angeregten Zustand im Cu^{62} sind der Arbeit von Phillips und Jackson (PhiJ 68) entnommen.

TABELLE 10: Vergleich der gemessenen Übergangswahrscheinlichkeit des 390 keV-Niveaus mit Abschätzungen in uu-Kernen

γ-Energie	I_i	I_f	$T_{uu}(M1)$	$T_{uu}(E2)$	T_{exp}
349 keV	$\|2p_{3/2}\ 1f_{5/2};3^+\rangle$	$\|2p_{3/2}\ 2p_{3/2};2^+\rangle$	1-verboten	1.0×10^{7}	6.0×10^{7}
	$\|2p_{3/2}\ 2p_{3/2};3^+\rangle$	$\|2p_{3/2}\ 2p_{3/2};2^+\rangle$	5.0×10^{11}	5.2×10^{8}	
147 keV	$\|2p_{3/2}\ 1f_{5/2};3^+\rangle$	$\|2p_{3/2}\ 2p_{3/2};2^+\rangle$	1-verboten	1.3×10^{5}	2.5×10^{6}
	$\|2p_{3/2}\ 1f_{5/2};3^+\rangle$	$\|2p_{3/2}\ 1f_{5/2};2^+\rangle$	3.2×10^{10}	1.4×10^{6}	
	$\|2p_{3/2}\ 2p_{3/2};3^+\rangle$	$\|2p_{3/2}\ 2p_{3/2};2^+\rangle$	3.7×10^{10}	6.8×10^{6}	
	$\|2p_{3/2}\ 2p_{3/2};3^+\rangle$	$\|2p_{3/2}\ 1f_{5/2};2^+\rangle$	1-verboten	6.2×10^{5}	

$|\pi 2p_{3/2}\upsilon 2p_{1/2}1^+>$:

$T_{2^+\to 1^+}(s.p.) = 1.7 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$.

Ein empirischer Wert läßt sich nicht angeben, da die g-Faktoren der $1/2^-$-Zustände benachbarter gu-Kerne (Fe^{57},Ge^{71}) um einen Faktor 6 voneinander abweichen. Die gemessene Übergangswahrscheinlichkeit, korregiert auf den totalen Konversionskoeffizienten von α_{tot}=0.65 (BruM 57), beträgt T_{exp}= 9.1×10^7 sec^{-1} und stimmt mit dem Wert eines wenig verzögerten M1-Übergangs überein.

Den Vergleich der gemessenen Übergangswahrscheinlickkeit des 390 keV-Niveaus im Cu^{62} mit Abschätzungen für Einteilchenübergänge in uu-Kernen zeigt Tabelle 10. Die Ableitung der Übergangswahrscheinlickkeit bei reinen Umkopplungsmultipletts steht im Anhang. Für die magnetischen Dipolmomente und für die Quadrupolmomente der Einzelteilchen wurden experimentelle Werte verwendet (Shi 71). Die gemessene Übergangswahrscheinlickheit stimmt für die 349 keV-γ-Strahlung gut mit dem Wert für einen leicht beschleunigten E2-Übergang zwischen den Neutronenzuständen $1f_{5/2}$ und $2p_{3/2}$ überein, für die 147 keV-γ-Strahlung entspricht sie ebenfalls dem E2-Typ. Der aus den Anisotropiemessungen (V.2.a) folgende E2/M1-Typ für die 147 keV-γ-Quanten ist an der Lebensdauer nicht zu erkennen.

V.3. Vergleich der gemessenen magnetischen Momente mit Vorhersagen verschiedener Modellrechnungen

Bei den mittelschweren Kernen um A=70 ist die Zahl der Nukleonen außerhalb abgeschlossener Schalen nicht groß genug, um zu einer Deformation zu führen. Die Niveauschemata zeigen keinerlei Anzeichen einer Rotationsstruktur, und auch die geringe Beschleunigung der beobachteten E2-Übergänge spricht

gegen das Kollektivmodell. Aus diesem Grund wird die Diskussion der magnetischen Momente im Schalenmodell durchgeführt. Spin und Parität von Zuständen in uu-Kernen erhält man nach dem Schalenmodell durch das Zusammenkoppeln des ungepaarten Protons und des ungepaarten Neutrons. Für das magnetische Moment gilt die entsprechende Kopplungsregel, so daß sich die g-Faktoren von doppelt-ungeraden Kernen nach der Formel

$$g = \frac{g_\pi + g_\nu}{2} + \frac{g_\pi - g_\nu}{2}\left[\frac{J_\pi(J_\pi+1) - J_\nu(J_\nu+1)}{J(J+1)}\right] \qquad (28)$$

berechnen lassen, wobei g_π und g_ν der g-Faktor des ungepaarten Protons bzw. Neutrons ist. Im Fall gestreckter Kopplung ($J = J_\pi + J_\nu$) ist das magnetische Moment die Summe der Einzelmomente.

V.3.a) Das Schalenmodell unabhängiger Teilchen

Im folgenden sollen die gemessenen magnetischen Momente mit den Voraussagen verglichen werden, die sich nach Gleichung (28) ergeben, wenn die g-Faktoren der ungepaarten Nukleonen im Schalenmodell unabhängiger Teilchen und im Schalenmodell mit Restwechselwirkung berechnet werden.
Setzt man für die ungepaarten Nukleonen die entsprechenden Einteilchen-Schalenmodell-Werte ein, so erhält man die Zweiteilchen-Schmidtwerte, die in Tabelle 11 mit den bisher bekannten Werten μ_{exp} der uu-Kerne verglichen werden. Die Einteilchen-Konfigurationen sind Arbeiten von Hjorth und Allen (HjoA 66), Phillips und Jackson (PhiJ 68) und von Daehnick und Park (DaeP 69) entnommen, die experimentellen Werte der Tabelle von Shirley (Shi 71).
Die Übereinstimmung ist nur bei den 2^+-Zuständen im Cu^{60} und im Cu^{62} für die beiden ersten Konfigurationen und beim 390 keV-Niveau im Cu^{62} für die Konfiguration $|^3/_2\ ^3/_2\ 3^+>$ zufriedenstellend. Die Schmitdt-Werte für die 6^-Zustände

weichen von den gemessenen magnetischen Momenten um 0.84 n.m. ab.
Die 1^+-Grundzustände von Cu^{64} und Cu^{66} haben auf der Neutronenseite als hauptsächliche Komponenten die beiden in der Tabelle angegebenen $2p_{1/2}$ und $1f_{5/2}$, während der 1^+-Grundzustand von Cu^{62} überhaupt keine dominante Konfiguration besitzt (PhiJ 68).

TABELLE 11: Vergleich der nach dem Ein-Teilchen-Schalenmodell berechneten und gemessenen magnetischen Momente von uu-Kupferkernen

Kern	$\|j_p j_n J^\pi>$	μ_{sp}	μ_{exp}
Cu^{62} g.s.	$\|3/2\ 1/2\ 1^+>$ $\|3/2\ 5/2\ 1^+>$	+2.84 -o.94	-o.38
Cu^{64} g.s.	$\|3/2\ 1/2\ 1^+>$ $\|3/2\ 5/2\ 1^+>$	+2.84 -o.94	-o.22
Cu^{66} g.s.	$\|3/2\ 1/2\ 1^+>$ $\|3/2\ 5/2\ 1^+>$	+2.84 -o.94	-o.28
Cu^{6o} g.s.	$\|3/2\ 3/2\ 2^+>$ $\|3/2\ 5/2\ 2^+>$ $\|3/2\ 1/2\ 2^+>$	+1.25 +1.42 +4.43	+1.22
Cu^{62} 41 keV	$\|3/2\ 3/2\ 2^+>$ $\|3/2\ 5/2\ 2^+>$ $\|3/2\ 1/2\ 2^+>$	+1.25 +1.42 +4.43	+1.32
Cu^{62} 39o keV	$\|3/2\ 3/2\ 3^+>$ $\|3/2\ 5/2\ 3^+>$	+1.88 +3.37	+2.oo
Cu^{64} 1594 keV Cu^{66} 1154 keV	$\|3/2\ 9/2\ 6^->$	+1.88	+1.o6 +1.o4

V.3.b) Die Kopplung effektiver magnetischer Momente

Um Einflüsse des Kernrumpfes auf die magnetischen Momente von uu-Kernen zu berücksichtigen und damit die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zu verbessern, verwendet man für die Berechnung statt der Schmidt-Werte die empirischen Werte der entsprechenden Zustände in den benachbarten gu- und ug-Kernen. Diese magnetischen Momente faßt man auf als die effektiven Momente von einem Proton- oder Neutron-Quasiteilchen auf dem gemeinsamen gg-Rumpf. Unter der Annahme, daß sich diese beiden effektiven Momente additiv verhalten, läßt sich das resultierende Moment des Zwei-Quasiteilchen-Zustandes nach Gleichung (28) bestimmen.
Sind die magnetischen Momente der unmittelbaren Nachbarkerne nicht bekannt (Ni^{65} $5/2^-$, Ni^{63} $9/2^+$, Ni^{65} $9/2^+$), so werden die von ähnlichen Kernen aus der A=70-Region genommen. Für Zustände mit einem ungepaarten Neutron in der $2p_{1/2}$-Schale sind die gemessenen magnetischen Momente zu unterschiedlich, so daß für diese Konfigurationen keine empirischen Werte angegeben werden.
In Tabelle 12 sind die Ergebnisse zusammengefaßt.
Bei den magnetischen Momenten der 1^+-Grundzustände ist die Diskrepanz zu den experimentellen Werten etwas geringer als bei den Schmidtwerten, jedoch ist zu sehen, daß man diese Zustände nicht durch einfache Kopplung zweier Nachbarkerne beschreiben kann.
Auch bei den beiden Konfigurationen für den 2^+-Zustand im Cu^{62} weichen die neuen Werte erheblich von den Schmidtwerten ab, wodurch aber die Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert verschlechtert wird. Die Zwei-Teilchen-Schmidtwerte liegen also nur zufällig so dicht am wahren Wert. Das gleiche gilt für die Konfiguration $|3/2^-\ 3/2^-\ 3^+>$ des 3^+-Zustandes im Cu^{62}.
Aufgrund der empirischen Werte wird für den 2^+-Zustand die Konfiguration $|3/2^-\ 5/2^-\ 2^+>$ ziemlich unwahrscheinlich. Auch

TABELLE 12: Vergleich der gemessenen magnetischen Momente von uu-Cu-Kernen mit Berechnungen, die empirische magnetische Momente der "Nachbarkerne" verwenden

Kern	I^π	Nachbarkern	$\mu_{emp}^{Nachbar}$	μ_{emp}	μ_{exp}
Cu^{62} g.s.	1^+	Cu^{61} $3/2^-$ Ni^{61} $5/2^-$	+2.14 +o.43	-o.78	-o.38
Cu^{64} g.s.	1^+	Cu^{63} $3/2^-$ Ni^{63} $5/2^-$	+2.23 +o.75	-o.59	-o.22
$_{29}Cu^{66}_{37}$ g.s.	1^+	Cu^{65} $3/2^-$ $_{3o}Zn^{67}_{37}$ $5/2^-$	+2.38 -o.88	-o.66	-o.28
Cu^{62} 41 keV	2^+	Cu^{61} $3/2^-$ Ni^{61} $3/2^-$	+2.14 -o.75	+o.93	+1.32
		Cu^{61} $3/2^-$ Ni^{61} $5/2^-$	+2.14 +o.43	+o.54	
Cu^{62} 39o keV	3^+	Cu^{61} $3/2^-$ Ni^{61} $3/2^-$	+2.14 -o.75	+1.4o	+2.oo
		Cu^{61} $3/2^-$ Ni^{61} $5/2^-$	+2.14 +o.43	+1.62	
$_{29}Cu^{64}_{35}$ 1594 leV	6^-	Cu^{63} $3/2^-$ $_{32}Ge^{69}_{37}$ $9/2^+$	+2.23 -1.oo	+1.23	+1.o6
$_{29}Cu^{66}_{37}$ 1154 keV	6^-	Cu^{65} $3/2^-$ $_{32}Ge^{69}_{37}$ $9/2^+$	+2.38 -1.oo	+1.35	+1.o4

aus den Transferreaktionsdaten von Hjorth und Allen (HjoA 66) und von Phillips und Jackson (PhiJ 68) folgt für den 2^+-Zustand im Cu^{62} bei 41 keV als hauptsächliche Konfiguration $|3/2^-\ 3/2^-\ 2^+>$.
Das magnetische Moment für die Konfiguration $|3/2^-\ 5/2^-\ 3^+>$ des 3^+-Zustandes wird durch die empirischen Werte so verbessert, daß diese Konfiguration favorisiert werden muß. Dies steht im Einklang mit der Behinderung des M1-Übergangs zum 2^+-Zustand (V.2.a,b). Die beiden 6^--Zustände im Cu^{64} und Cu^{66} bestätigen die Additivität der effektiven magnetischen Momente am besten von den hier diskutierten Momenten. Die Abweichungen zum wahren Wert betragen für Cu^{64} nur 0.17 n.m. und für Cu^{66} nur 0.31 n.m. gegenüber 0.82 n.m. (Cu^{64}) und 0.84 n.m. (Cu^{66}) bei den Zwei-Teilchen-Schmidtwerten.
Bisher wurden die magnetischen Momente der uu-Kerne aus der Kopplung von genau zwei Teilchen bzw. zwei Quasiteilchen mit bestimmten Drehimpulsen erklärt. Die Beimischung anderer Konfigurationen wird in den folgenden beiden Abschnitten diskutiert.

V.3.c) Mischungskonfigurationen der Seniorität 2

Daß die betrachteten Zustände verschieden gut beschrieben werden, liegt an den verschiedenen Reinheiten der Konfigurationen. Läßt man für das Proton außerhalb der $1f_{7/2}$-Schale Konfigurationen zu, die die $2p_{3/2}$-, $1f_{5/2}$- und $2p_{1/2}$-Schale enthalten, und für die Neutronen außerhalb der $1f_{7/2}$-Schale zusätzlich noch die $1g_{9/2}$-Schale und vernachlässigt man Konfigurationen der Seniorität 4 und 6, so kann man die 6^--Zustände in Cu^{64} und Cu^{66} nur durch $(\pi 2p_{3/2}\nu 1g_{9/2})_{6^-}$ beschreiben. Tatsächlich sind auch im Energiebereich bis 1 MeV oberhalb der hier beschriebenen 6^--Niveaus keine weiteren 6^--Ni-

veaus gefunden worden. Anders ist die Situation bei den 1^+-Grundzuständen und beim 2^+-Zustand im Cu^{62}. Phillips und Jackson (PhiJ 68) berechneten z. B. für den Grundzustand von Cu^{62} eine Wellenfunktion mit 18 Komponenten mit Amplituden zwischen 0.05 und 0.58. Dabei haben die Autoren ihren Basisraum auf Teilchen in den $1f_{5/2}$-2p-Schalen beschränkt und Konfigurationen der Seniorität 4 und 6 ebenfalls vernachlässigt. Die gewonnenen Energiespektren stimmen gut mit den experimentellen Daten überein. Die von Phillips und Jackson berechneten magnetischen Momente für die 1^+-Grundzustände und für den 2^+-Grundzustand im Cu^{60}, dessen Wellenfunktion auch ziemlich genau den ersten angeregten Zustand von Cu^{62} beschreiben sollte sind in Tabelle 13 mit den gemessenen Werten verglichen. Dabei sind die empirischen Einteilchen-Werte der magnetischen Momente für die verschiedenen Schalen benutzt worden.

TABELLE 13: :Vergleich der von Phillips und Jackson berechneten magnetischen Momente mit den experimentellen Werten

	Cu^{62} 1^+	Cu^{64} 1^+	Cu^{66} 1^+	Cu^{62} 2^+
μ_{PJ} (n.m.)	-o.26	-o.2	-o.2	+1.6o
μ_{exp} (n.m.)	-o.38	-o.22	-o.28	+1.33

Die Übereinstimmung ist durchweg besser als bei dem im Abschnitt 3.b) behandelten Vergleich für diese Niveaus. Daß dort der 2^+-Zustand im Cu^{62} zufriedenstellend wiedergegeben wurde, liegt an dem großen Amplitudenquadrat von 0.8 für die Konfiguration $(\pi 2p_{3/2}\nu 2p_{3/2})_{2^+}$.
In diesem Modell werden nur Beimischungen von Konfigurationen der Seniorität 2 berücksichtigt. Diese Einschränkung ist gerade für die Berechnung magnetischer Momente bedeutsam, da hierbei Rumpfanregungen höherer Senorität vernachlässigt werden, die trotz kleiner Amplituden große Beiträge zum magne-

tischen Moment liefern können. Das folgende Modell behandelt auch Beimischungen höherer Senorität als 2 in Störungstheorie 1. Ordnung.

V.3.d) Das Schalenmodell mit δ-Restwechselwirkung (Noya, Arima und Horie)

Noya, Arima und Horie (NoyA 58) gehen in ihrem Modell von dem einfachsten reinen Schalenmodellzustand aus, der den Schmidt-Wert liefert, und berechnen störungstheoretisch sämtliche für das magnetische Moment wichtigen Beimischungen, die von einer δ-förmigen Restwechselwirkung zwischen den Nukleonen erzeugt werden. Das sind z. B. beim $3/2^-$-Grundzustand im Cu^{63} Rumpfanregungen $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ von Protonen und Neutronen und Neutronenanregungen $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$. Daraus entstehen Korrekturen zum Schmidtwert, die für jeden einzelnen Anregungstyp proportional zur Anzahl der Möglichkeiten sind, daß unter Beibehaltung des Kernspins J ein Teilchen von einer j=l+1/2-Schale in die l-1/2-Schale springt. In Tabelle 14 werden die mit Konfigurationsbeimischungen berechneten g-Faktoren zusammen mit den Schmidt-Werten verglichen mit den experimentellen Werten für verschiedene ug- und gu-Kerne der Cu-Nachbarschaft. Die beiden ersten Werte für μ_{NAH} sind mithilfe von Oszillatorwellenfunktionen mit dem Stärkeparameter c=30 MeV bzw. c=40 MeV berechnet, beim dritten sind Kastenpotentialwellenfunktionen mit c=90 MeV verwendet worden.

Tabelle 14 zeigt drei Ergebnisse:

1. Die Übereinstimmung von μ_{NAH} mit den experimentellen Werten ist für sämtliche Zustände im Nickel sehr gut.
2. Aus dem Trend bei den Germaniumwerten folgt, daß für die 6^--Konfigurationen in Cu^{64} und Cu^{66} auf der Neutronenseite $1g_{9/2}$ und nicht $(1g_{9/2})^3$ angenommen werden muß, da Cu^{66} und

TABELLE 14: g-Faktoren von ungeraden Cu-, Ni- und Ge-Kernen. μ_{sp} sind die Schmidt-Werte, μ_{NAH} die nach dem Konfigurationsmischungsmodell berechneten Werte und μ_{exp} die experimentellen Werte. μ_{NAH} ist mithilfe von Oszillatorwellenfunktionen mit dem Stärkeparameter c_1=30 MeV, c_2=40 MeV und mithilfe von Kastenpotentialwellenfunktionen mit c_3=90 MeV berechnet.

Kern	J^π	Konfiguration		μ_{sp}	μ_{NAH}			μ_{exp}
		Protonen	Neutronen		c_1	c_2	c_3	
Cu^{61}	$3/2^-$	$(1f_{7/2})^8\ 2p_{3/2}$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4$	+3.79	+2.75	+2.62	+2.73	+2.14
Cu^{63}	$3/2^-$	$(1f_{7/2})^8\ 2p_{3/2}$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^2$	+3.79	+2.80	+2.67	+2.78	+2.23
Cu^{65}	$3/2^-$	$(1f_{7/2})^8\ 2p_{3/2}$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^4$	+3.79	+2.84	+2.71	+2.83	+2.38
Ni^{61}	$3/2^-$	$(1f_{7/2})^8$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^3(1f_{5/2})^2$	-1.91	-0.90	-0.78	-0.83	-0.75
Ni^{61}	$5/2^-$	$(1f_{7/2})^8$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4\ 1f_{5/2}$	+1.37	+0.59	+0.48	+0.59	+0.43
Ni^{63}	$5/2^-$	$(1f_{7/2})^8$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^3$	+1.37	+0.82	+0.75	+0.84	+0.75
Ge^{69}	$9/2^+$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^4\ 1g_{9/2}$ $(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^2(1g_{9/2})^3$	-1.91	-1.03 -0.58	-0.93 -0.41	-1.04 -0.50	-1.00
Ge^{71}	$9/2^+$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4$	$(2p_{3/2})^4\ 1g_{9/2}$ $(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^4(1g_{9/2})^3$	-1.91	-1.28 -0.83	-1.21 -0.69	-1.34 -0.81	-1.04
Ge^{73}	$9/2^+$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4$	$1g_{9/2}$ $(2p_{3/2})^4(1g_{9/2})^3$	-1.91	-1.59 -1.08	-1.55 -0.97	-1.57 -1.11	-0.88
Ni^{63}	$9/2^+$	$(1f_{7/2})^8$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^2\ 1g_{9/2}$ $(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1g_{9/2})^3$	-1.91	-0.89 -0.44	-0.75 -0.23	-0.79 -0.24	
Ni^{65}	$9/2^+$	$(1f_{7/2})^8$	$(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^4\ 1g_{9/2}$ $(1f_{7/2})^8(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^2(1g_{9/2})^3$	-1.91	-1.13 -0.68	-1.03 -0.51	-1.10 -0.56	

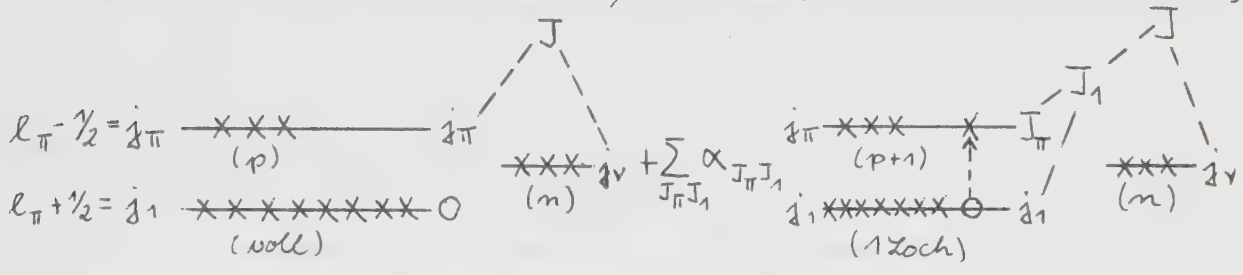
Ge^{69} die gleiche Anzahl an Neutronen haben.

3. Die Grundzustände der ungeraden Kupferisotope werden durch das Konfigurationsmischungsmodell nicht gut beschrieben. Anders als beim Nickel tritt hier auch p-n-Wechselwirkung in der gleichen Schale auf.

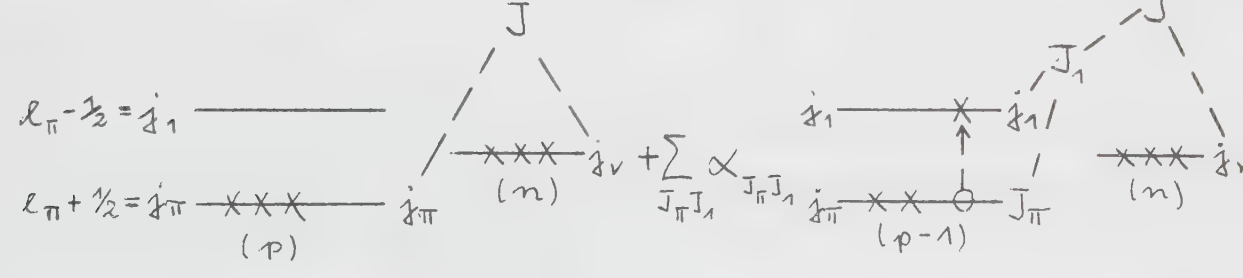
Zur Berechnung der magnetischen Momente der 6^--Zustände in Cu^{64} und Cu^{66} und des 3^+-Zustandes im Cu^{62} - das sind die Zustände mit einer domonierenden Konfiguration - bieten sich die gemessenen Kupfer-Werte und die aus dem Modell von Noya et al. erhaltenen Nickel-Werte an. Bei uu-Kernen kommt im allgemeinen nach der Theorie von Noya et al. zu dem nach Formel (28) berechneten magnetischen Moment noch eine Korrektur $\Delta\mu_\pi + \Delta\mu_\nu$ hinzu, die anhand der folgenden Skizze für den Protonenanteil $\Delta\mu_\pi$ erklärt wird. Der Zustand J eines uu-Kerns läßt sich aufbauen aus

Reiner Konfiguration (J) + $\sum\alpha\cdot$ Beimischung (J)

a) $\Psi\left\{\left[j_1^{2j_1+1}(0)\, j_\pi^p(j_\pi), j_\nu^n(j_\nu)\right]J\right\} + \sum_{J_\pi J_1}\alpha_{J_\pi J_1}\cdot\Psi\left\{\left[j_1^{2j_1}(j_1)\, j_\pi^{p+1}(J_\pi)\right](J_1), j_\nu^n(j_\nu); J\right\}$



b) $\Psi\left\{\left[j_\pi^p(j_\pi), j_\nu^n(j_\nu)\right]J\right\} + \sum_{J_\pi J_1}\alpha_{J_\pi J_1}\cdot\Psi\left\{\left[j_\pi^{p-1}(J_\pi) j_1\right](J_1), j_\nu^n(j_\nu); J\right\}$



Im Fall a) ist bei der reinen Konfiguration die $l_\pi+1/2 = j_1$-Schale voll und in der $(l_\pi-1/2)$-Schale sitzen (p)-Protonen (p ungerade),die zu einem festen j_π koppeln und mit j_ν weiter zu J.
In der Beimischung können die (p+1)-Teilchen in der j_π-Schale aber zu verschiedenen $J_\pi=0,2,4,...$ und damit auch zu verschiedenen J_1 koppeln, wobei J_1 nur die Dreiecksbedingung erfüllen muß

$$J+j_\nu \geq J_1 \geq |J-j_\nu| \quad .$$

Die Beiträge zum magnetischen Moment aus $J_\pi=2,4,...$ werden zu $\Delta\mu_\pi$ zusammengefaßt. Im Fall b), in dem die $l_\pi-1/2=j_1$-Schale leer ist, gilt für die Variabilität von J_π und J_1 dasselbe.
Der Neutronenanteil $\Delta\mu_\nu$ läßt sich analog darstellen.
Ist sowohl das unpaarige Proton ein einzelnes Teilchen (p=1) in einer (l+1/2)-Schale, als auch das unpaarige Neutron (n=1) und addieren sich beide Spins maximal, so fallen die Korrekturen $\Delta\mu_\pi$ und $\Delta\mu_\nu$ weg, was anhand der 6^--Zustände zu sehen ist (Fall b). Nach Voraussetzung ist für den Protonen- und für den Neutronenanteil p(n)=1, also p(n)=0 und damit $J_{\pi(\nu)}=0$. Ein unpaariges Teilchen in der $j_1=l_{\pi(\nu)}-1/2$-Schale kann aber mit $J_{\pi(\nu)}=0$ nicht zu $J_1=j_{\pi(\nu)}=l_{\pi(\nu)}+1/2$ koppeln.
Die magnetischen Momente der beiden 6^--Zustände lassen sich also mit den gemessenen Werten für die Grundzustände von Cu^{63} und Cu^{65} und mit den Werten nach dem Konfigurationsmischungsmodell für die $9/2^+$-Zustände in Ni^{63} und Ni^{65} nach der Gleichung (28) berechnen:

$$\mu_{cal}(Cu^{64},6^-) = +1.41$$
$$\mu_{cal}(Cu^{66},6^-) = +1.30 \quad .$$

Diese beiden Werte stimmen genauso gut mit den Meßwerten überein wie die g-Faktoren magnetischer Momente, die allein aus den empirischen Werten für die benachbarten gu- und ug-Kerne ermittelt wurden.

Vernachlässigt man beim 3^+-Zustand im Cu^{62} die Korrekturen $\Delta\mu_\pi$ und $\Delta\mu_\nu$, so erhält man mit den empirischen Kupferwerten und den NAH-Werten für den $5/2^-$-Zustand im Ni^{61} zufriedenstellende Übereinstimmung, ein triviales Ergebnis, da für den $5/2^-$-Zustand im Ni^{61} $\mu_{exp} \simeq \mu_{NAH}$ galt und das magnetische Moment des 390 keV-Niveaus bereits durch die empirischen Werte gut wiedergegeben wurde.

V.4. Die Dämpfung der Anisotropie der verzögert emittierten γ-Strahlung von Cu^{62}

Bei allen Spinrotationsmessungen am 390 keV-Niveau im Cu^{62} und bei den Messungen am 41 keV-Niveau bei Targettemperaturen über 580 °K wurde keine zeitabhängige Dämpfung der γ-Strahlen-Anisotropie beobachtet, das bedeutet für die Relaxationszeiten des 390 keV-Niveaus $\tau_{Rel} > 1$ µsec und des 1. angeregten Zustandes $\tau_{Rel} > 300$ nsec. Daraus lassen sich obere Abschätzungen über Temperaturschwankungen am Ort des Sondenkerns machen.
Der Temperaturverlauf eines Hyperfeinfeldes läßt sich angenähert durch die Brillouin-Funktion beschreiben. Legt man an die Brillouin-Kurve von Kupfer in Nickel bei einem externen Magnetfeld von 4.5 kG die Tangenten in den Temperaturpunkten 515 °K und 583 °K, so erhält man

$$\left(\frac{dB}{dT}\right)_{515\ ^oK} = 89\ G/^oK, \left(\frac{dB}{dT}\right)_{583\ ^oK} = 192\ G/^oK\ .$$

Targettemperaturschwankungen im Intervall $T \pm \Delta T$ erzeugen eine Schwankung des am Kernort wirkenden Magnetfeldes innerhalb $\Delta B_n = \frac{dB_n}{dT} \cdot \Delta T$ und damit eine Verteilung der doppelten Larmorfrequenzen mit einer Breite

$$\Delta(2\omega_L) = \frac{\Delta B_n}{B_n} \cdot 2\omega_L = \frac{2\omega_L}{B_n} \cdot \frac{dB_n}{dT} \cdot \Delta T\ . \qquad (29)$$

Durch Überlagerung der einzelnen Larmorfrequenzen kommt es

zu einer Dämpfung der Anisotropie mit der Dämpfungskonstanten $\lambda=\Delta(2\omega_L)$. Setzt man in Gleichung (29) die Beziehung (5) ein und löst nach ΔT auf, so folgt für die Temperaturschwankung

$$\Delta T = \lambda \cdot \left(2g \cdot \frac{\mu_K}{\hbar} \cdot \frac{dB_n}{dT}\right)^{-1} \quad . \tag{30}$$

Die unteren Abschätzungen der Relaxationszeiten für Cu^{62} in Ni ergeben, daß die Temperaturschwankungen am Kernort kleiner als 1.7 °K (349 keV γ-Strahlung) bzw. 2.7 °K (41 keV γ-Strahlung) waren.

Das am 349 keV-Übergang gemessene Temperaturverhalten der γ-Anisotropie (Tab. 6) kann nicht erklärt werden. Eine Abschwächung der Anisotropie im ferromagnetischen Gitter gegenüber der Ausrichtung im paramagnetischen Nickel kann zwar davon herrühren, daß ein Teil der rückgestoßenen Kupferkerne nicht auf regulären Gitterplätzen landet und damit ein anderes Hyperfeinfeld sieht, aber die Abnahme der Amplitude mit sinkender Targettemperatur bleibt unerklärt. Ein Einfrieren der durch den Rückstoßkern bzw. durch den primären Teilchenstrahl erzeuten Gitterfehlstellen in der Nähe des Sondenkerns kann die Abschwächung nicht erzeugen, da das Ausheilen von Gitterfehlstellen auch bei Temperaturen um 700 °C in der Größenordnung 1 μsec liegt (Sie 70). Hier müßte der Ausheilprozeß aber vor der Beobachtung der Larmorpräzession, also im Bereich bis zu 5 ns nach Eintreffen des Strahlimpulses abgeschlossen sein, denn die Modulationsamplitude zeigt bei allen Targettemperaturen keine zeitliche Abhängigkeit. Die Störung auf die Ausrichtung der Kerne wirkte also nur während des Abbremsprozesses (10^{-12} sec) oder kurz danach (bis zu 5 ns). Diese zeitliche Beschränkung und die Korrelation der Abschwächung mit dem Hyperfeinfeld deutet auf den "transient field"-Effekt (Gro 68) hin. In einem Ferromagneten ist aber das "transient field" H_1 immer räumlich konstant, und zwar zeigt es in Richtung eines positiven statischen Hyperfeinfeldes. Es bewirkt nur eine Drehung der γ-Anisotropie

um $\omega_1\tau_1$ und keine Abschwächung. Die Wechselwirkungszeit τ_1 entspricht dem ersten Teil dem Abbremszeit ($v_{Recoil} \geq 10^8$ cm/sec) und ist immer kleiner als 5 psec.
Um die von uns beobachtete Abschwächung zu erklären, müßte man eine Verteilung der Drehung um einen Mittelwert $\overline{\omega_1\tau_1}$ annehmen. Bei einer Gaußverteilung der Breite $\Delta\omega_1\tau_1$ würde sich eine Abschwächung der Anisotropie um

$\gamma = \exp(-\frac{3.5}{4\pi^2}(\Delta\omega_1\tau_1)^2)$ ergeben (s. S. 8). Setzt man die gemessenen Anisotropien für die beiden Targettemperaturen 300 °K und 973 °K ein, so wird

$$\gamma = \frac{5.15}{7.1} = 0.72 = e^{-0.089(\Delta\omega_1\tau_1)^2}$$

$$(\Delta\omega_1\tau_1)^2 = 4.0,\ \Delta\omega_1\tau_1 = 120^\circ \quad .$$

Da die Richtung des "transient field" stets eindeutig mit der des Hyperfeinfeldes korreliert ist, sollte eine solche Breite $\Delta\omega_1\tau_1$ mit einer entsprechenden mittleren Drehung $\overline{\omega_1\tau_1}$ der γ-Winkelverteilung verbunden sein. Die beobachteten Startphasen der Larmorpräzessionen stimmen aber bei allen Targettemperaturen innerhalb 10 °K mit den geometrischen Werten überein. Mit dem "transient field"-Effekt läßt sich also die Abschwächung der γ-Anisotropie beim 349 keV-Übergang auch nicht erklären.
Bei den Spinrotationsmessungen am 41 keV-Niveau nach der Reaktion $Ni^{62}(p,n)Cu^{62}$ weichen die beobachteten Hyperfeinfelder stark von den Werten B_{hf}^{WF} (Definition s. IV.2.c) ab. Außerdem ist eine temperatur- und zeitabhängige Relaxation zu sehen. Beide Effekte sind mit Verunreinigungen in der Ni^{62}-Probe zu erklären. Bereits bei der Herstellung müssen diese Verunreinigungen, höchstwahrscheinlich NiO-Verbindungen, in die Ni-Kugel eingeschlossen worden sein. Der von Zeitz (Zei 71) mit diesem Target bei 105 °K und 296 °K gemessene g-Faktor des 41 keV-Niveaus ist um rund 10% kleiner als der jetzt in schwach paramagnetischem Nickel bestimmte, d. h., es wurde

damals ein um 10% zu hohes, am Kernort wirkendes Magnetfeld B_n angenommen. Eine ähnliche Abweichung des Hyperfeinfeldes in der ferromagnetischen Probe wurde jetzt gefunden (Tab. 7).

Das am Kernort wirksame Hyperfeinfeld beträgt B_{hf}^{gem} (Tab. 7) und hat eine Verteilung ΔB, die eine zeitliche Dämpfung der γ-Anisotropie bewirkt. Die gemessene Dämpfungskonstante λ wird nach der Gleichung

$$\lambda = \frac{1}{\tau_{Rel}} = 2\omega_L \cdot \frac{\Delta B}{B}$$

in eine Magnetfeldverteilung ΔB umgerechnet. Tabelle 15 zeigt, daß die Breite der Verteilung ΔB ungefähr der Abweichung $\delta B = B_{hf}^{WF} - B_{hf}^{gem}$ ist, wodurch die Annahme einer Verunreinigung der Probe bestätigt wird.

TABELLE 15: Vergleich der aus der Dämpfungskonstanten λ ermittelten Verteilung ΔB des Hyperfeinfeldes mit den Abweichungen $\delta B = B_{hf}^{WF} - B_{hf}^{gem}$. Die Bezeichnungen werden in Abschnitt IV.2.c) erklärt.

Targettemperatur [°K]	λ [1/µs]	ΔB [kG]	δB [kG]
1o6	33(6)	5.7(1.1)	+7.o(9)
3o5	29(3)	5.1(6)	+6.9(1.1)
513	15(3)	2.7(4)	+2.9(1.2)
583	<3	<o.6	+3.8(4.8)

ANHANG

Übergangswahrscheinlichkeit innerhalb von Umkopplungsmultipletts

Die Wahrscheinlichkeit für einen elektromagnetischen Übergang der Multipolarität L pro Zeiteinheit zwischen den Zuständen $|J_i>$ und $|J_f>$ ist gegeben durch (de Sha 63, S.160):

$$T(L)=8\pi c\,\frac{e^2}{\hbar c}\cdot\frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2}\cdot k^{2L+1}\,B(L)\ , \tag{A1}$$

wobei die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit B(L) für elektrische Multipole (de Sha 63, S.524)

$$B_{el}(L)=\frac{1}{2J_i+1}\left|(J_f||\frac{1}{e}\sum_i e_i r_i^L Y_L(\theta_i\phi_i)||J_i)\right|^2 \tag{A2}$$

ist und für magnetische Multipole

$$B_{mag}(L)=\frac{1}{2J_i+1}\left|(J_f||\sum_i\left[(\text{grad}\ r_i^L Y_{LM}(\theta_i\phi_i)\cdot\right.\right.$$
$$\left.\left.\cdot\frac{1}{e}\left(\frac{1}{c(L+1)}\frac{e_i\hbar}{m_i}\vec{l}_i+\mu_i\vec{\sigma}_i\right)\right]||J_i)\right|^2\ . \tag{A3}$$

Bei uu-Kernen wirken die Operatoren sowohl auf das ungepaarte Proton als auch auf das ungepaarte Neutron. Allgemein ist

$$<j_1 j_2 J\|T^K_{(1)}+T^K_{(2)}\|j_1' j_2' J'>=$$

$$<j_1 j_2 J\|T^K_{(1)}\|j_1' j_2' J'>+<j_1 j_2 J\|T^K_{(2)}\|j_1' j_2' J'>=$$

$$(-)^{j_1+j_2+J'+K}\hat{J}\hat{J}'<j_1\|T^K_{(1)}\|j_1'>\begin{Bmatrix} j_1 & J & j_2\\ J' & j_1' & K\end{Bmatrix}\delta_{j_2 j_2'}+$$

$$(-)^{j_1+j_2'+J+K}\hat{J}\hat{J}'<j_2\|T^K_{(2)}\|j_2'>\begin{Bmatrix} j_2 & J & j_1\\ J' & j_2' & K\end{Bmatrix}\delta_{j_1 j_1'}=$$

$$(-)^{j_1+j_2+K}\hat{J}\hat{J}'\left[(-)^{J'}\begin{Bmatrix} j_1 & J & j_2 \\ J' & j_1 & K \end{Bmatrix}\langle j_1\|T^K_{(1)}\|j_1\rangle + (-)^{J}\begin{Bmatrix} j_2 & J & j_1 \\ J' & j_2 & K \end{Bmatrix}\langle j_2\|T^K_{(2)}\|j_2\rangle\right], \quad \text{(A4)}$$

da bei Umkopplungsmultipletts $j_1=j_1'$ und $j_2=j_2'$ ist.

A. M1-Übergänge

Für M1-Übergänge ist der in (A3) auftretende Operator bis auf einige Faktoren der magnetische Dipoloperator $\vec{\mu}$ (Sie 65, S.874)

$$\vec{\mathcal{M}}_i\cdot\frac{1}{e_i}=\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cdot\frac{1}{e_i}\cdot\frac{e_i\hbar}{2m_ic}\left(g_\ell\vec{\ell}_i+g_s\vec{s}_i\right)$$
$$=\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cdot\frac{1}{e_i}\cdot\mu_K\cdot\vec{\mu}_i/\mu_K \quad , \quad \text{(A5)}$$

die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit wird

$$B_{mag}(L=1)=\frac{1}{2J_i+1}\left|\langle J_f\|\vec{\mu}_p+\vec{\mu}_n\|J_i\rangle\right|^2\cdot\frac{3}{4\pi}\left(\frac{\hbar}{2m_pc}\right)^2 \quad \text{(A6)}$$

und die Übergangswahrscheinlichkeit

$$T_{mag}(L=1)=4.2\left(\frac{E_\gamma}{100keV}\right)^3\cdot\frac{1}{ns}\cdot\frac{1}{2J_i+1}\left|\langle f\|\vec{\mu}_p+\vec{\mu}_n\|i\rangle\right|^2 \quad \text{(A7)}$$

Die Summe der Dipoloperatoren läßt sich mit der Beziehung $\vec{\mu}=g\cdot\vec{J}$ umschreiben :

$$\vec{\mu}_1+\vec{\mu}_2=g_1\vec{J}_1+g_2\vec{J}_2=g_2(\vec{J}_1+\vec{J}_2)+(g_1-g_2)\vec{J}_1$$
$$=g_2\vec{J}+(g_1-g_2)\vec{J}_1 \quad . \quad \text{(A8)}$$

Da für $J\neq J'$ das reduzierte Matrixelement

$\langle J\|\vec{J}\|J'\rangle=0$, folgt nach (A4) :

$$\langle j_1 j_2 J \| \vec{\mu}_1 + \vec{\mu}_2 \| j_1 j_2 J' \rangle = \langle j_1 j_2 J \| (g_1 - g_2)\vec{j}_1 \| j_1 j_2 J' \rangle =$$

$$(g_1 - g_2)(-)^{j_1+j_2+J'+1} \hat{J}\hat{J}' \langle j_1 \| \vec{j}_1 \| j_1 \rangle \begin{Bmatrix} j_1 & J' & j_2 \\ J & j_1 & 1 \end{Bmatrix} =$$

$$(g_1 - g_2)(-)^{j_1+j_2+J'+1} \hat{J}\hat{J}' \sqrt{j_1(j_1+1)(2j_1+1)} \begin{Bmatrix} j_1 & J' & j_2 \\ J & j_1 & 1 \end{Bmatrix} . \quad \text{(A9)}$$

Quadriert man den Ausdruck (A9) und rechnet für J = J'−1 das 6j-Symbol aus, so folgt für die M1-Übergangswahrscheinlichkeit bei Umkopplungsmultipletts :

$$T_{J \to J-1} = 1.05 \left(\frac{E_\gamma}{100\,keV}\right)^3 \cdot \frac{1}{ns} \cdot \left[g_p - g_n\right]^2 \cdot$$

$$\cdot \frac{(j_p + j_n + J + 1)(j_p + j_n - J + 1)(j_p - j_n + J)(j_n - j_p + J)}{J(2J+1)} . \quad \text{(A10)}$$

Speziell für $j_p = j_n = j$ vereinfacht sich Formel (A10) zu

$$T_{J \to J-1} = 1.05 \left(\frac{E_\gamma}{100\,keV}\right)^3 \cdot \frac{1}{ns} \cdot \left[g_p - g_n\right]^2 \cdot \frac{(2j+J+1) \cdot J \cdot (2j-J+1)}{(2J+1)} . \quad \text{(A11)}$$

B. E2-Übergänge

Analog zu den M1-Übergängen, die mit dem statischen magnetischen Dipolmoment verknüpft sind, lassen sich E2-Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb reiner Umkopplungsmultipletts mithilfe des Quadrupolmoments Q berechnen

$$Q = \langle J \; M=J \left| \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_i e_i r_i^2 Y_{20}(\theta_i \phi_i) \right| J \; M=J \rangle . \quad \text{(A12)}$$

Das Wigner-Eckart-Theorem liefert dafür

$$Q = \langle j\,j\,|Q_0^{(2)}|\,j\,j\rangle = (j\|Q^{(2)}\|j)\begin{pmatrix} j & j & 2 \\ -j & j & 0\end{pmatrix} \qquad \text{(A13)}$$

mit

$$(j\|Q^{(2)}\|j) = Q\cdot\frac{[(2j+3)(2j+2)\ldots(2j-1)]^{1/2}}{2[j(2j-1)]}\,.$$

Der Quadrupoloperator $Q^{(2)}$ wirkt auch wieder auf beide unpaarige Teilchen, und man erhält für den Übergang $|j_1 j_2 J'> \xrightarrow{E2} |j_1 j_2 J>$ die in (A4) dargestellte Gleichung. Zur weiteren Auflösung werden die beiden Fälle unterschieden : 1. J = J'-1 und 2. J = J'-2 .

1. J = J'-1

$$\begin{Bmatrix} j_1 & J' & j_2 \\ J & j_1 & 2\end{Bmatrix}(j_1\|Q_1\|j_1) = \begin{Bmatrix} j_2 & j_1 & J' \\ 2 & J'-1 & j_1\end{Bmatrix}\cdot Q_1\cdot \qquad \text{(A14)}$$

$$\frac{[(2j_1+3)(2j_1+2)\ldots(2j_1-1)]^{1/2}}{2[j_1(2j_1-1)]}$$

Mit der Abkürzung $s = j_1+j_2+J'$ wird daraus

$$= (-)^s\frac{[(j_1+j_2+1)(j_2-j_1)-J'^2+1][6(s+1)(s-2j_2)(s-2j_1)(s-2J'+1)]^{1/2}}{[(2J'-2)(2J'-1)\ldots(2J'+2)]^{1/2}[j_1(2j_1-1)]}\cdot Q_1$$

und entsprechend für Q_2 , so daß man nach (A4) erhält :

$$\langle j_1 j_2 J'-1\|Q_1+Q_2\|j_1 j_2 J'\rangle = (-)^{\ldots}\sqrt{\ldots}\cdot$$

$$\begin{Bmatrix} \ldots & j_2 & j_1 & J' \\ 2 & J'-1 & j_1 & \end{Bmatrix}\langle j_1\|Q_1\|j_1\rangle + \ldots\begin{Bmatrix} \ldots & j_1 & j_2 & J' \\ 2 & J'-1 & j_2 & \end{Bmatrix}\ldots$$

$$= \sqrt{4J'^2-1}\,\frac{[6(s+1)(s-2j_2)(s-2j_1)(s-2J'+1)]^{1/2}}{[(2J'-2)\ldots(2J'+2)]^{1/2}}\cdot \qquad \text{(A15)}$$

$$\left[Q_1\frac{(j_1+j_2+1)(j_2-j_1)-J'^2+1}{j_1(2j_1-1)} - Q_2\frac{(j_1+j_2+1)(j_1-j_1)-J'^2-1}{j_2(\ldots j_2-1)}\right].$$

Für den E2-Übergang zwischen $(\pi 2p_{3/2}\nu 1f_{5/2})_{3^+}$ $(\pi 2p_{3/2}\nu 1f_{5/2})_2$ wird daraus

$$= 2\left[-Q(\pi 2p_{3/2}) + \frac{13}{10}Q(\nu 1f_{5/2})\right] \qquad \text{(A16)}$$

und für den zwischen $(\pi 2p_{3/2}\nu 2p_{3/2})_{3^+}$ $(\pi 2p_{3/2}\nu 2p_{3/2})_2$

$$= \frac{\sqrt{21}}{2}\left[-Q(\pi 2p_{3/2}) + Q(\nu 2p_{3/2})\right] . \qquad \text{(A17)}$$

2. $J = J'-2$

$$\begin{Bmatrix} j_2 & j_1 & J' \\ 2 & J'-2 & j_1 \end{Bmatrix} \cdot Q_1 \cdot \frac{[(2j_1+3)(2j_1+2)\ldots(2j_1-1)]^{1/2}}{2[j_1(2j_1-1)]} =$$

$$= (-)^S \left[\frac{6s(s+1)(s-2j_2-1)(s-2j_2)(s-2j_1-1)(s-2j_1)(s-2J'+1)(s-2J'+2)}{(2J'-3)\ldots(2J'+1)\cdot 2\,j_1(2j_1-1)}\right]^{1/2} \cdot Q_1 \qquad \text{(A18)}$$

und analog für Q_2 .

$$\langle j_1 j_2 J'-2 \| Q_1+Q_2 \| j_1 j_2 J'\rangle = \sqrt{4J'(J'-1)-3}\cdot\frac{1}{2}\cdot$$

$$\left[\frac{6s(s+1)(s-2j_2-1)(s-2j_2)(s-2j_1-1)(s-2j_1)(s-2J'+1)(s-2J'+2)}{(2J'-3)\ldots(2J'+1)}\right]^{1/2}\cdot$$

$$\left[\frac{Q_1}{j_1(2j_1-1)} + \frac{Q_2}{j_2(2j_2-1)}\right] \qquad \text{(A19)}$$

Für den E2-Übergang zwischen $(\pi 2p_{3/2}\nu 1f_{5/2})_{4^+}$ $(\pi 2p_{3/2}\nu 1f_{5/2})_2$ wird daraus

$$= \sqrt{\frac{60}{7}}\left[Q(\pi 2p_{3/2}) + \frac{3}{10}\,Q(\nu 1f_{5/2})\right] . \qquad \text{(A20)}$$

Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B_{el}(L=2)$ ist :

$$B_{el}(L=2) = \frac{1}{2J_i+1}\cdot\frac{5}{16\pi}\cdot\frac{1}{e^2}\,|\langle J_f||Q_\pi+Q_\nu||J_i\rangle|^2 \qquad \text{(A21)}$$

und die Übergangswahrscheinlichkeit

$$T_{el}(L=2) = 1.22\cdot 10^{-2}\left(\frac{E_\gamma}{100\text{keV}}\right)^5\cdot\frac{1}{\text{ns}}\cdot\frac{1}{2J_i+1}\,|\langle J_f||Q_\pi+Q_\nu||J_i\rangle|^2 \qquad \text{(A22)}$$

mit dim(Q)= e·barn .

Für den Übergang $(\pi 2p_{3/2}\nu 1f_{5/2})_{3^+} \rightarrow (\pi 2p_{3/2}\nu 1f_{5/2})_2$ wird

$$T_{el}(L=2) = 6.97 \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_\gamma}{100keV}\right)^5 \cdot \frac{1}{ns} \left[-Q_\pi + \frac{13}{10} Q_\nu\right]^2 ,$$

für $(\pi 2p_{3/2}\nu 2p_{3/2})_{3^+} \rightarrow (\pi 2p_{3/2}\nu 2p_{3/2})_2$

$$T_{el}(L=2) = 9.15 \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_\gamma}{100keV}\right)^5 \cdot \frac{1}{ns} \left[-Q_\pi + Q_\nu\right]^2$$

und für $(\pi 2p_{3/2}\nu 1f_{5/2})_{4^+} \rightarrow (\pi 2p_{3/2}\nu 1f_{5/2})_2$

$$T_{el}(L=2) = 1.16 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E}{100keV}\right)^5 \cdot \frac{1}{ns} \left[Q_\pi + \frac{3}{10} Q_\nu\right]^2 .$$

Sämtliche Eigenschaften der 3j-, 6j-, 9j-Symbole und der Racah-Koeffizienten sind Edmonds (Edm 64) entnommen.

LITERATURVERZEICHNIS

AldS 64 K. Alder and R. M. Steffen, Electromagnetic Moments of Excited Nuclear States, in "Annual Review of Nuclear Science", ed. E. Segrè, G. Friedlander, H. P. Noyes, Vol. 14, Palo Alto, 1964

Asa 63 K. Asayama, Journal of the Phys. Soc. of Japan 18 (1963) 1727

Aue 67 N. Auerbach, Phys. Rev. 163 (1967) 1203

Bak 68 H. Bakhru, Phys. Rev. 169 (1968) 889

Ban 70 M. H. Bancroft, Phys. Rev. B2 (1970) 182

Ble 70 J. Bleck, Dissertation, Freie Universität Berlin, Juni 1970

BleH 69 J. Bleck, D. W. Haag and W. Ribbe, Nuclear Instruments and Methods 67 (1969) 169

BleM 71a J. Bleck, R. Michaelsen, W. Ribbe and W.-D. Zeitz, in Hyperfine Interactions in Excited Nuclei, ed. G. Goldring and R. Kalish, Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1971, S. 110

BleM 71b ebd. S. 1195

BożG 71 E. Bożek, J. Golozewski, A. Z. Hrynkiewicz, G. Polok, M. Rybicka, B. Styczén, J. Styczén, in Angular Correlations in Nuclear Disintegration, ed. H. v. Krugten and B. v. Nooijen, Rotterdam University Press, Wolters-Noordhoff Publishing, Groningen, 1971

BruM 57 E. Brun, W. E. Meyerhof, J. H. Kraushaar, K. J. Horen, Phys. Rev. 107 (1957) 1324

Büc 71 K.-D. Büchs, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, Juni 1971

ChrM 70 J. Christiansen, H.-E. Mahnke, E. Recknagel, D. Riegel, G.Schatz, G. Weyer, W. Witthuhn, Phys Rev. C1 (1970) 613

DaeP 69 W. W. Daehnick and Y. S. Park, Phys. Rev. 180 (1969), 1062-1104

DanH 68 H. Danan, A. Herr and A. J. P. Meyer, Journal of Applied Physics 39 (1968) 669

DavD 70 W. F. Davidson, P. J. Dallimore and J. Hellström, NP A142 (1970) 167

DavN 70 W. F. Davidson, M. R. Najam, P. J. Dallimore, J. Hellström and D. L. Powel, NP A154 (1970) 539

Edm 64 A. R. Edmonds, Drehimpulse in der Quantenmechanik, B·I-Hochschultaschenbuch 53/53a, Mannheim, 1964

ElhZ 69 U. El-Hanany and D. Zamir, PR 183 (1969) 809

FigM 58 R. P. de Figueiredo, M. Mazari,and W. W. Buechner, Phys. Rev. 112 (1958) 873

Gro 68 L. Grodzins, in Hyperfine Structure and Nuclear Radiations, ed. E. Matthias and D. A. Shirley, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968

HjoA 66 S. A. Hjorth and L. H. Allen, Arkiv för Fysik 33 (1966) 207

KisS 60 L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen, Dan. Mat. Fys. Selsk. 32 (1960) No. 9

KisS 63 L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853

Klu 71 H. Kluge, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, März 1971

Kop 58 H. Kopfermann, Nuclear Moments, Academic Press Inc., New York, 1958

LawF 66 R. Lawson, N. Mac Farlane and T. T. S. Kuo, Phys. Letters 22 (1966) 168

LovM 66 S. W. Lovesey and W. Marshall, Proc. Phys. Soc. (London) 89 (1966) 613

Mah 70 H.-E. Mahnke, Dissertation, Freie Universität Berlin, Juni 1970

Mic 70 R. Michaelsen, Dissertation, Freie Universität Berlin, Dezember 1970

Nar 70 A. Narath, Journal of Applied Physics 41 (1970) 1122

ND 67 Nuclear Data, Section B, Volume 2, Number 3 (1967), Academic Press, New York and London

ND 68 Nuclear Data, Section B, Volume 2, Number 6 (1968), Academic Press, New York and London

NoyA 58 H. Noya, A. Arima and H. Horie, Suppl. Prog. Theor. Phys. 8 (1958) 33

OkaT 71 H. Okanura and S. Tamagawa, NP A169 (1971) 401

PhiJ 68 E. A. Phillips and A. D. Jackson Phys. Rev. 169 (1968) 917

RanB 71 W. L. Randolph, Jr., R. R. Borchers, R. Michaelsen, D. W. Haag,and W. Ribbe, Phys. Rev. Letters 27 (1971) 603

Sac 46 R. G. Sachs, Phys. Rev. 69 (1946) 611

de-Sha 63 A. de-Shalit and I. Talmi, Nuclear Shell Theory, Academic Press, New York and London, 1963

SheB 68 E. B. Shera, H. H. Bolotin, Phys. Rev. 169 (1968) 940

Shi 71 V. S. Shirley, in Hyperfine Interactions in Excited Nuclei, ed. G. Goldring and R. Kalish, Gordon and Breach Science Publishers, 1971, S. 1255

ShiR 68 D. A. Shirley, S. S. Rosenblum, and E. Matthias, Phys Rev. 170 (1967) 363

Sie 65 K. Siegbahn, α-, β- and γ-Ray Spectroscopy, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965

Sie 70 R. Sielemann, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, Februar 1970

SunG 69 A. W. Sunyar, W. Gelletly, M. A. J. Mariscotti and P. Thieberger, Bull. Am. Phys. Soc. 14 (1969) 1203

WarC 70 W. W. Warren, Jr. and W. G. Clark, PR B1 (1970) 24

Wei 69 A. Weidinger, Dissertation, Freie Universität Berlin, Juni 1969

WeiF 26 P. Weiss and R. Forrer, Ann.Phys. 5 (1926) 153

WeiF 29 P. Weiss and R. Forrer, Ann.Phys. 12 (1929) 316

WelW 71 C. C. Wellborn, R. P. Williams, and S. G. Buccino, Phys. Rev C3 (1971) 153

Yam 67 T. Yamazaki, Nuclear Data, Sec. A Vol. 3,1 (1967)

Zei 71 W.-D. Zeitz, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, Januar 1971

Diese Arbeit wurde im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin unter Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger durchgeführt.
Für gute Zusammenarbeit und wertvolle Diskussionen danke ich Dr. J. Bleck, R. Butt, S. Franke, Prof. Dr. K. H. Lindenberger, Dr. R. Michaelsen und W.-D. Zeitz.

Lebenslauf

Am 8. Februar 1942 wurde ich, Wolfgang Siegfried Ribbe, als drittes Kind des Vermessungsingenieurs Siegfried Ribbe und seiner Ehefrau Frieda Ribbe in Stolpmünde geboren. 1945 siedelten wir nach Neuruppin über, wo ich von 1948 bis 1956 die Alexander-Puschkin-Schule und von 1956 bis 1960 die Fontane-Oberschule besuchte. Nach dem Abitur im Sommer 1960 ging ich nach Westberlin und besuchte die Fiedrich-Engels-Schule in Reinickendorf bis zur "Anerkennung zum Reifezeugnis der sowjetischen Besatzungzone Deutschlands und des sowjetischen Sektors Berlins" im Juni 1961.
Ab Wintersemester 1961/62 studierte ich an der Freien Universität Berlin Physik und legte dort Anfang 1968 mit einer Arbeit über "Messung der Lebensdauer und des g-Faktors eines angeregten Niveaus im ^{79}Kr" mein Diplomexamen in Physik ab. Anschließend begann ich am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin bei Prof. Dr. K. H. Lindenberger meine Doktorarbeit.